Série A, n° 2247
N° d'ordre :
3118

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

GASTON RAOULT

Ancien Élève de l'École Normale Supérieure
Agrégé Préparateur à l'École Normale Supérieure.

1re THÈSE. — RÉALISATION DES CHAMPS MAGNÉTIQUES INTENSES PAR UNE MÉTHODE D'IMPULSIONS.

2e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 13 février 1947 devant la Commission d'examen.

MM. PAUTHENIER..... *Président.*
ROCARD..... } *Examinateurs.*
KASTLER..... }

PARIS
MASSON ET Cie, ÉDITEURS
LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1949

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543514_0034

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

Nom du candidat : **RAOULT.**

Prénom : **Gaston.**

Date de la soutenance : 13 février 1947.

Numéro d'ordre : 3118.

RAOULT (G.). — Réalisation des champs magnétiques intenses par une méthode d'impulsions. *Paris*, Masson, 1949. In-8°, 54 p., 25 fig.

Th. Sc. Phys., Paris, 1947. Série A, 2247, N° 3118.

RAOULT (G.). — Réalisation des champs magnétiques intenses par une méthode d'impulsions. *Paris*, Masson, 1949. In-8°, 54 p., 25 fig.

Th. Sc. Phys., Paris, 1947. Série A, 2247, N° 3118.

RAOULT (G.). — Réalisation des champs magnétiques intenses par une méthode d'impulsions. *Paris*, Masson, 1949. In-8°, 54 p., 25 fig.

Th. Sc. Phys., Paris, 1947. Série A, 2247, N° 3118.

RAOULT (G.). — Réalisation des champs magnétiques intenses par une méthode d'impulsions. *Paris*, Masson, 1949. In-8°, 54 p., 25 fig.

Th. Sc. Phys., Paris, 1947. Série A, 2247, N° 3118.

Série A, n° 2247
N° d'ordre :
3118

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Gaston RAOULT

Ancien Élève de l'École Normale Supérieure
Agrégé Préparateur à l'École Normale Supérieure.

1re THÈSE. — Réalisation des champs magnétiques intenses par une méthode d'impulsions.

2e THÈSE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 13 février 1947 devant la Commission d'examen.

MM. PAUTHENIER..... *Président.*
ROCARD..... } *Examinateurs.*
KASTLER..... }

PARIS
MASSON ET Cie, ÉDITEURS
LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1949

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen..... M. J. CABANNES.

PROFESSEURS

P. MONTEL.....	T	Théorie des fonctions.
L. BLARINGHEM ..	T	Botanique.
G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
C. MAUGUIN.....	T	Minéralogie.
A. MICHEL-LÉVY..	T	Pétrographie.
A. DENJOY	T	Théorie des fonctions.
L. LUTAUD.....	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
E. DARMOIS	T	Enseignement de Physique.
A. DEBIERNE.....	T	Électronique et Radio-activité.
M. JAVILLIER	T	Chimie biologique.
Robert LÉVY.....	T	Physiologie comparée.
Henri VILLAT.....	T	Mécanique des fluides et applications.
Ch. JACOB	T	Géologie.
P. PASCAL.....	T	Chimie générale.
M. FRÉCHET.....	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.
E. ESCLANGON....	T	Astronomie.
Mme RAMART-LUCAS.	T	Chimie organique.
H BÉGHIN.....	T	Mécanique physique et expérimentale.
FOCH	T	Mécanique expérimentale des fluides.
PAUTHENIER.....	T	Electrotechnique générale.
DE BROGLIE.....	T	Théories physiques.
CHRÉTIEN.....		Optique appliquée.
JOB.....	T	Chimie générale.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.
VILLEY.....	T	Mécanique appliquée.
COMBES.....	T	Physiologie végétale.
GARNIER.....	T	Applications de l'analyse à la géométrie.
PÉRÈS.....	T	Mécanique rationnelle.
HACKSPILL	T	Chimie minérale.
LAUGIER.....	T	Physiologie générale.
TOUSSAINT.....	T	Technique aéronautique
M. CURIE.....	T	Physique (P. C. B.).
G. RIBAUD	T	Hautes températures.
CHAZY.....	T	Mécanique analytique.
H. GAULT.....	T	Chimie appliquée.
CROZE	T	Physique théorique et Physique céleste.
DUPONT.....	T	Théories chimiques.
LANQUINE.....	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.
VALIRON	T	Calcul différentiel et calcul intégral.
BARRABÉ		Géologie structurale et géologie appliquée.
VAVON.....	T	Analyse et mesures chimiques.
G. DARMOIS	T	Mathématiques générales.
CHATTON.....	T	Biologie maritime.
AUBEL	T	Chimie biologique.
J. BOURCART.....		Géographie physique et Géologie dynamique.
Mme JOLIOT-CURIE.	T	Physique générale et Radio-activité.
PLANTEFOL.....	T	Botanique.
CABANNES.....	T	Recherches physiques.
GRASSÉ.....	T	Zoologie. Évolution des êtres organisés.
PRÉVOST.....		Chimie organique.
BOULIGAND.....	T	Application de l'analyse à la géométrie.
CHAUDRON.....	T	Chimie.
WYART.....	T	Minéralogie.
TEISSIER.....	T	Zoologie.
MANGENOT.....	T	Biologie végétale.
P. AUGER.....	T	Physique quantique et relativité.
MONNIER		Physiologie générale.
PIVETEAU.....	T	Géologie.
ROCARD.....	T	Physique.
H. CARTAN.....		Calcul différentiel.
SCHAEFFER.....	T	Physiologie des fonctions.
LAFFITTE.....		Chimie (P. C. B.).
LERAY.....		Mécanique théorique des fluides.
FAVART.....		Calcul des Probabilités et Physique-Mathématique.
COULOMB	T	Physique du Globe.
Mlle COUSIN		Biologie animale (P.C.B.).
A. CHRÉTIEN.....		Analyse et mesures chimiques.
P. DRACH		Évolution des êtres organisés.
CHATELET	T	Arithmétique et théorie des nombres.
EPHRUSSI.....	T	Génétique.
WURMSER	T	Biologie physico-chimique.
KASTLER		Physique.
BAUER.....	T	Chimie-physique.
RIVIÈRE.....		Géologie (P.C.B.).

Secrétaire..... CH. MONIER.

A MA FEMME

A MES PARENTS

A la Mémoire de Monsieur le Professeur G. BRUHAT

Directeur-adjoint de l'E. N. S.

Mort pour la France au camp de Sachsenhausen le 1er janvier 1945.

A Monsieur le Professeur PAUTHENIER

Hommage respectueux.

RÉALISATION DE CHAMPS MAGNÉTIQUES INTENSES PAR IMPULSIONS

APPLICATIONS AUX PHÉNOMÈNES DE POLARISATION ROTATOIRE ET DE BIRÉFRINGENCE MAGNÉTIQUE

Par Gaston RAOULT
Agrégé-Préparateur à l'École Normale Supérieure.

INTRODUCTION

Différentes méthodes d'obtention de champs magnétiques continus. — Pour de nombreuses applications on a cherché à obtenir des champs magnétiques de plus en plus intenses, depuis les premiers aimants permanents jusqu'aux bobines les plus modernes.

L'étude des matériaux formant les aimants permanents a été très poussée, et de nombreuses recherches sont encore engagées à leur sujet. On est arrivé à obtenir des alliages dont la rémanence est très élevée.

Le gros avantage de tels aimants est que lorsqu'ils sont formés (et en général on les forme en bobinant quelques tours de fil en des endroits choisis dans lesquels on lance un courant assez intense pendant quelques instants) ils produisent des champs qui durent aussi longtemps qu'il est nécessaire et ceci sans dépenser d'énergie.

De plus on peut leur donner telle forme que l'on désire, ce qui permet d'avoir des champs dans de grands volumes et présentant toutes les propriétés cherchées. Il est difficile cependant de dépasser alors une cinquantaine de milliers de gauss.

Lorsqu'on veut obtenir des valeurs plus élevées il est nécessaire de faire appel aux champs créés par les courants. Mais alors la consommation d'énergie électrique devient très importante.

Il est aisé de montrer que le champ croît comme la racine carrée de l'énergie W dépensée pour le créer, selon une formule indiquée par Fabry (1). Une démonstration élémentaire et approximative permet de le voir.

En effet, considérons un certain volume V dans lequel nous vou-

lons créer le champ H. Nous aurons évidemment fermeture des lignes d'induction en dehors de ce volume, mais nous supposerons que le champ décroît suffisamment rapidement à l'extérieur du volume V pour être quasi négligeable aux limites de ce volume. Si alors W est l'énergie électrique dépensée dans le bobinage nous aurons :

$$W = \mu/8\pi \int H^2 dv.$$

Et avec nos hypothèses :

$$W \geqslant \mu/8\pi H^2 V.$$

Ce que nous écrirons, en désignant par k^2 un coefficient très inférieur à 1 :

$$H^2 = k^2 . \frac{8\pi}{\mu} \cdot \frac{1}{V} . W$$

et

$$H = 5k \sqrt{\frac{W}{\mu V}}$$

et pour pouvoir faire le calcul dans le cas d'un noyau de fer posons :

$$B = \mu H$$

$$B = 5k \sqrt{\frac{\mu W}{V}} .$$

On voit que l'énergie mise en jeu pour obtenir des champs intenses devient rapidement considérable. Par exemple pour obtenir 50 000 gauss dans un volume de 1 000 cm³, il faut avoir μW très supérieur à 250 unités M. T. S. soit 250 kW si on admet que la saturation est atteinte et que la perméabilité est égale à l'unité.

On a construit pour l'Académie des Sciences un gros électro-aimant qui se trouve au laboratoire de Bellevue et dont l'étude détaillée a été publiée (2).

On a commencé par construire un modèle réduit, puis les dernières retouches faites on a procédé à la construction du modèle définitif. Le noyau de cet électro-aimant est fait avec du ferro-cobalt à 34 o/o de cobalt qui a donné toute satisfaction au point de vue hystérésis et perméabilité (10 o/o supérieure à celle du fer pur).

Il permet d'obtenir dans un volume de 25 cm³ un champ de 46 000 gauss et dans un volume plus petit un champ de 70 000 gauss.

A l'aide de bobines spécialement construites que l'on ajoute sur les pièces polaires on peut obtenir dans un volume de 30 cm³ environ un champ de 66 000 gauss. Pour avoir un tel résultat, il est nécessaire de dépenser une puissance électrique de 1 320 kW, ce qui est considérable.

Il faut aussi refroidir énergiquement, ce qui nécessite une installation importante de circulation d'eau dans les conducteurs creux.

Un tel appareil a un encombrement prodigieux et nécessite tout un laboratoire pour son établissement, sa masse (120 tonnes) le rend pratiquement intransportable.

Il existe à Cambridge, au Royal Society Mond Laboratory (où Kapitza fit ses expériences), de petits électro-aimants dont le schéma est indiqué ci-contre (fig. 1). Le bobinage lui-même est formé d'un fil de cuivre de section rectangulaire d'environ 3 à 4 mm. de large et 1 à 2 mm. d'épaisseur. Le fil, nu, est enroulé en spires non jointives retenues par des cales de bakélite mince. Cet ensemble est placé dans un espace annulaire à section rectangulaire d'acier spécial.

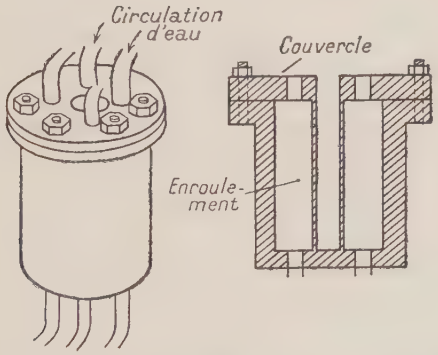

Fig. 1. — Electro-aimant utilisé à Cambridge.

L'électro-aimant est alimenté par un courant de 600 ampères sous 600 volts environ.

Pour assurer le refroidissement un courant d'eau très énergique traverse l'ensemble du bobinage en se déplaçant suivant l'axe. Ces électro-aimants permettent d'obtenir des champs allant jusqu'à 120 000 gauss dans un volume de la taille d'un vase Dewar ordinaire, soit de l'ordre de 1 000 cm^3 environ. Leur usage principal était des recherches sur le magnétisme à basse température, poursuivies par le Dr D. Schoenberg. Leur taille est petite : de 30 à 40 cm. de hauteur, autant de diamètre et ils sont facilement transportables. Ils nécessitent néanmoins une installation hydraulique importante quant au débit.

Lorsqu'on veut atteindre des champs plus intenses, l'intérêt du noyau de fer diminue, étant donné la variation de la perméabilité, qui tend vers un quand le champ croît, et qui indique la saturation du métal. On a donc songé aux bobines sans fer.

Nous avons vu que, déjà pour l'électro-aimant de Bellevue, on avait utilisé de telles bobines, placées au-dessus des pièces polaires, pour augmenter le champ dans l'entrefer, cependant ce n'était là qu'un appoint. Deslandres et Perot en 1914 avaient réalisé des bobines sans fer parcourues par des courants de plusieurs milliers d'ampères. D'autres expérimentateurs ont aussi cherché la meilleure forme à donner aux bobines. Mais comme la puissance nécessaire pour créer le champ croît comme le carré de celui-ci, et étant donné les difficultés du refroidissement des enroulements où se dépense l'énergie, l'idée est venue de produire une brève impulsion de courant : l'énergie se dépense en une fraction de seconde et la chaleur qui en résulte a le temps de se dissiper dans l'intervalle entre deux impulsions.

Méthodes par impulsions. — Kapitza a réalisé un montage dans lequel il court-circuitait pratiquement un accumulateur spécialement construit pour supporter des décharges brusques et avoir une très faible résistance interne. Un contacteur dont la résistance était très faible fermait le circuit de cet accumulateur sur une bobine comportant quelques tours de fil, donc de résistance et de coefficient de self-induction extrêmement faibles (3).

Après chaque décharge, il était nécessaire de recharger l'accumulateur, et souvent même de le réparer, car la décharge le faisait parfois éclater par endroits. Le premier montage a été utilisé pour étudier l'effet Zeeman (4).

Dans une seconde série d'expériences, Kapitza utilisait l'énergie accumulée dans un rotor d'alternateur de 13 tonnes.

Le principe était le suivant : une bobine spécialement calculée (5) était mise en circuit au moment où la f. e. m. du générateur était nulle, le courant passait par un maximun très aplati, et le circuit était coupé lorsque l'intensité devenait nulle.

L'impulsion durait environ un centième de seconde, l'alternateur donnant une f. e. m. alternative à 50 périodes par seconde. Ses enroulements étaient calculés de telle façon que le maximum soit extrêmement plat (6). Le rotor subissait un freinage énergique et sa vitesse subissait une variation de 10 o/o après passage du courant.

Les problèmes à résoudre étaient très nombreux, depuis la réalisation d'un contacteur mécanique suffisamment rapide, jusqu'à la construction d'une bobine capable de résister aux efforts prodigieux développés par le champ. Il était nécessaire de placer l'alternateur et la bobine à grande distance l'un de l'autre, pour que l'ébranlement mécanique venant du premier, par le sol, n'arrive à la seconde qu'une fois l'expérience terminée.

Par cette méthode Kapitza a obtenu des champs de 320 000 gauss dans un volume de 2 cm^3 ; la puissance instantanée dépensée dans la bobine à chaque impulsion était de 55 000 kW environ.

Lorsqu'il passait en revue les différents moyens d'accumuler de l'énergie (3) Kapitza a signalé l'utilisation possible d'une batterie de condensateurs, mais n'a pas fait de calculs, et a précisé qu'il serait nécessaire d'avoir une très grosse capacité.

Wall (7) a obtenu cependant un champ important en déchargeant dans une bobine une batterie de condensateurs chargés à très haute tension. Le champ calculé était de 480 000 gauss environ, mais la mesure n'a pu être faite car la bobine a explosé sous les efforts prodigieux que crée un tel champ magnétique.

Vaudet (8) dans sa thèse de doctorat, indique qu'à l'aide d'une batterie de 0,64 microfarad, chargée à 70 000 volts il a obtenu un champ de 58 000 gauss maximum, mais la bobine faite d'un ruban de cuivre enroulé en spirale sur un peigne en ébonite ne résistait pas à la décharge, et il n'a pu faire de mesure du champ obtenu.

Pratiquement, on utilise la décharge d'une batterie de condensateurs électrolytiques pour aimanter des échantillons destinés à faire des aimants permanents : un appareil industriel basé sur ce principe est décrit dans la littérature (9) et (10).

Dans toutes ces méthodes on ne produit qu'une seule impulsion, bien que dans le cas de Kapitza, il fût possible de recommencer l'expérience rapidement, ceci diminue beaucoup l'efficacité du procédé (1).

Dispositif utilisé dans ce travail. — J'ai donc cherché un dispositif permettant de produire des impulsions à une certaine cadence, de façon à pouvoir bénéficier de l'inertie des appareils de mesure comme par exemple la persistance des impressions lumineuses pour le cas des phénomènes magnéto-optiques.

Si la durée totale du champ est t, et que l'on produise au voisinage du maximum un phénomène dont la durée t' est petite vis-à-vis du temps t, comme au voisinage d'un maximum une courbe est toujours stationnaire, pour ce phénomène tout se passe comme si le champ magnétique était constant. Ceci se reproduisant à une certaine fréquence N, si les appareils de mesure, œil, galvanomètre, etc..., ont une inertie telle qu'ils n'ont pratiquement pas le temps de varier entre deux impulsions, tout se passe comme si nous avions un champ constant égal au champ maximum.

Je me suis adressé à la décharge d'une batterie de condensateurs qui permet de disposer d'une énergie assez grande pendant un temps très court, donc d'une puissance importante, le schéma de montage étant le suivant.

(1) Je signale que le professeur Olliphant a commencé la construction d'un accélérateur de particules dans lequel il utilise le champ magnétique créé par la décharge d'une batterie de condensateurs très importante (les crédits engagés pour la batterie sont de plusieurs millions de francs).

Une bobine, de résistance et de coefficient de self-induction très faibles, est reliée, par l'intermédiaire de deux dispositifs redresseurs R_1 et R_2 inversés, aux bornes d'une capacité, le circuit étant calculé de façon à ce que la décharge soit oscillante, le coefficient d'amortissement étant le plus petit possible. Comme redresseurs j'ai utilisé des arcs à mercure à grille, ou mutateurs, étant donné qu'ils peuvent débiter de fortes intensités.

A un instant donné, un générateur de tops débloque le dispositif R_1, la décharge passe et s'arrête lorsque la première demi-période s'est écoulée. A ce moment, la capacité est chargée à un potentiel légèrement inférieur au potentiel initial, et changé de signe. A l'aide d'un dispositif convenable, on donne aux condensateurs une légère charge de façon à revenir au potentiel initial changé de signe. On débloque alors le dispositif R_2, la décharge passe et cette fois la capacité C reprend une tension légèrement inférieure à la tension initiale mais de même signe, si l'on donne une légère charge de façon à obtenir la valeur initiale de la tension, le cycle est terminé, et l'on peut recommencer.

On obtient ainsi deux séries d'impulsions de champ magnétique de sens contraire intercalées : pour les phénomènes en H^2 cela n'a pas d'importance, pour les phénomènes en H, il suffit de n'utiliser qu'une seule série.

Par cette seule méthode il y a constamment transformation d'énergie électrostatique $CV^2/2$ en énergie électromagnétique $Li^2/2$ et réciproquement. Si le coefficient d'amortissement était nul c'est-à-dire si les circuits étaient sans résistance, on pourrait par cette méthode obtenir des impulsions de champ magnétique sans dépenser d'autre énergie que la première charge de la batterie de condensateurs. Dans un circuit réel, la résistance ohmique n'est pas nulle, et la perte d'énergie qui se produit sous forme de dégagement de chaleur correspond au fait que le condensateur ne reprend pas exactement sa tension initiale changée de signe après la décharge. Cette perte est d'autant plus faible que la résistance est plus petite.

Dans ces conditions j'ai obtenu dans un volume utile de 3 cm^3 un champ maximum de 50 100 gauss à la fréquence 2.50 (synchronisée sur le secteur). Ceci avec une petite batterie de condensateurs de 0,25 microfarad, chargés à la tension maximum de 73 600 volts. L'énergie mise en jeu à chaque décharge était d'environ 680 joules, la durée de la décharge environ 15 micro-secondes, la puissance moyenne lors d'une impulsion était donc de 45 000 kW et la puissance maximum instantanée 90 000 kW.

La dépense de puissance pour obtenir ce champ était d'environ 850 watts.

Nous verrons plus loin que le champ peut se mettre sous la forme $H = k\sqrt{CV^2}$; avec une batterie de condensateurs plus importante il

aurait été facile d'obtenir des champs plus intenses, sans rien changer au montage : avec la batterie de Vaudet (8) le champ aurait été de 80 000 gauss.

J'ai mesuré le champ à l'aide du tracé à l'oscillographe cathodique de la courbe représentant les variations de l'intensité dans le circuit et à l'aide du phénomène de polarisation rotatoire : l'inconvénient du premier procédé est d'augmenter le coefficient d'amortissement du circuit car il est nécessaire de mettre une résistance, faible évidemment, en série pour pouvoir tracer à l'oscillographe la courbe $i = f(t)$.

Pour la seconde méthode, la source lumineuse était obtenue par la décharge d'une petite batterie de condensateurs dans un arc de mercure à grille, synchronisée par la décharge principale et dont la durée était de l'ordre de la micro-seconde.

Ces champs m'ont servi à étudier la dispersion dans l'ultra-violet des phénomènes de polarisation rotatoire et de biréfringence magnétique du sulfure de carbone et de remarquer l'analogie de la première avec celle de l'indice et de la deuxième avec celle de la biréfringence électrique que j'avais étudiée sous la direction de M. G. Bruhat (11).

Remarquons que cette méthode ne permet pas l'emploi de condensateurs électrolytiques usuels ; étant donné leurs propriétés de redresseurs leur résistance en parallèle est très faible pour une tension inverse, ni des condensateurs type électrolytique alternatif (10) étant donné que la résistance série de ces condensateurs donnerait une trop grande valeur au coefficient d'amortissement.

PREMIÈRE PARTIE

CALCULS

I. — Calcul de la décharge.

a) *Intensité et champ.* — Nous allons calculer l'intensité qui passe dans le circuit de décharge en supposant que la résistance de l'arc à mercure est constante au cours de la décharge, ce qui est sûrement faux, mais comme elle est extrêmement faible, elle peut être négligée pratiquement. De même la force contre-électromotrice de l'arc sera négligée car les tensions auxquelles nous porterons les condensateurs seront toujours beaucoup plus grandes que la trentaine de volts qui correspond à la chute de tension de l'arc.

Le circuit sera alors considéré comme un circuit oscillant ordinaire

et nous aurons les trois coefficients C : capacité ; L : coefficient de self-induction de l'ensemble du circuit (condensateur y compris) et R : la résistance totale. Nous aurons alors la relation bien connue :

$$(1) \qquad L\frac{d^2i}{dt^2} + R\frac{di}{dt} + \frac{1}{C}i = 0$$

que nous allons transformer en posant R_C résistance critique :

$$R_C = 2\sqrt{L/C}$$

et la période du circuit sans résistance $T = 2\pi\sqrt{LC}$ le coefficient d'amortissement sera $\alpha = R/R_C$ rapport de la résistance effective à la résistance critique. Si α est supérieur à un, le régime est apériodique, quand α est égal à l'unité le régime est dit critique et lorsque α inférieur à un, le régime est oscillant. L'amortissement est d'autant plus faible que le coefficient α est plus petit, nous ne considérerons que ce dernier cas.

Prenons alors comme unité de temps la période T et posons $\tau = t/T$ il vient alors l'équation générale :

$$(2) \qquad \frac{d^2i}{dt^2} + 4\pi\alpha\frac{di}{d\tau} + 4\pi^2 i = 0$$

l'intégration est alors immédiate.

$\alpha > 1$ l'équation $x^2 + 4\pi\alpha x + 4\pi^2 = 0$ a deux racines réelles et la solution générale est :

$$i = Ae^{-2\pi(\alpha+\sqrt{\alpha^2-1})\tau} + Be^{-2\pi(\alpha-\sqrt{\alpha^2-1})\tau}$$

en posant $\alpha = \operatorname{ch}\varphi$ nous aurons $\sqrt{\alpha^2-1} = \operatorname{sh}\varphi$ et $\omega = 1/\sqrt{LC}$ pulsation correspondant au régime $\alpha = 0$:

$$i = Ae^{-\omega e^{+\varphi}t} + Be^{-\omega e^{-\varphi}t}.$$

$\alpha = 1$ l'équation $x^2 + 4\pi x + 4\pi^2 = 0$ admet $x = -2\pi$ comme racine double et la solution générale est :

$$(3) \qquad i = e^{-2\pi\tau}(A't + B')$$

soit encore :

$$i = e^{-\omega t}(At + B).$$

$\alpha < 1$ l'équation $x^2 + 4\pi\alpha x + 4\pi^2 = 0$ admet deux racines imaginaires conjuguées et le régime est pseudopériodique (fig. 2) :

$$i = Ae^{-2\pi\alpha\tau}\sin\left(2\pi\sqrt{1-\alpha^2}\tau + \theta\right)$$

en posant $\alpha = \cos\varphi$ on a $\sqrt{1-\alpha^2} = \sin\varphi$:

$$i = Ae^{-\omega\alpha t}\sin(\omega\sin\varphi t + \theta).$$

Dans le cas qui nous intéresse, si pour $t = 0$ nous posons $i = 0$ et $V = V_0$ cela donne comme valeur des constantes :

$$A = 2V_0/R\,\mathrm{tg}\,\varphi \quad \text{et} \quad \theta = 0$$

soit :

$$(4) \qquad i = \frac{2V_0}{R\,\mathrm{tg}\,\varphi}e^{-\omega\alpha t}\sin(\omega\sin\varphi t).$$

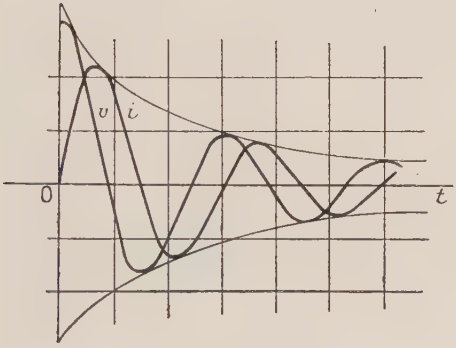

Fig. 2. — Variation de la tension et du courant en fonction du temps.

Le courant obtenu dans la bobine a la forme indiquée figure 2 et la tension aux bornes du condensateur vaut :

$$(5) \qquad v = \frac{V_0}{\sin\varphi}e^{-\omega\alpha t}\sin(\omega\sin\varphi t + \varphi).$$

La valeur de i maximum est donnée pour la valeur de t qui annule la dérivée de i : cette valeur est $t_m = \varphi/\omega\sin\varphi$ d'où nous déduisons :

$$(6) \qquad i_m = \frac{2V_0}{R_C}e^{-\frac{\varphi}{\mathrm{tg}\,\varphi}}.$$

Comme nous ne considérons que le cas où α est petit, nous pourrons développer $\varphi/\mathrm{tg}\,\varphi$ en fonction de α ce qui donnera :

$$i_m = \frac{2V_0}{R_C}\left(1 - \alpha^2 + \frac{\alpha^4}{3} + \ldots\right).$$

Nous voyons qu'au second ordre près, par rapport à α, l'intensité maximum s'exprime sous la forme :

$$i_m = \frac{2V_0}{Rc} \qquad \text{soit} \qquad i_m = \sqrt{C/L}V_0.$$

Cette formule étant strictement prévisible en écrivant que l'énergie électrostatique $CV^2/2$ est égale à l'énergie électromagnétique $Li_M^2/2$.

Le champ magnétique créé à l'intérieur de la bobine est proportionnel à i et en écrivant l'égalité :

$$\frac{1}{8\pi} H^2 v = \frac{1}{2} L i_m^2$$

nous en déduisons :

$$H_m = k\sqrt{\frac{L}{v}} V_0 = k\sqrt{\frac{C}{v}} V_0(1 - \alpha^2 \ldots).$$

Si on prend pour volume v le volume intérieur à la bobine, il devient nécessaire de changer la valeur de k, qui ne dépend que de la forme de la bobine. Nous verrons plus loin une détermination de ce coefficient pour une série d'enroulements usuels.

b) *Energie dépensée dans la bobine au cours d'une impulsion.* — Si R_1 est la résistance de la bobine (1), nous aurons :

$$JQ = R_1 \int_0^\theta i^2 dt$$

θ étant l'instant auquel i s'annule pour la première fois soit $\theta = \pi/\omega \sin\varphi$. Le calcul ne présente aucune difficulté et l'on trouve immédiatement :

$$JQ = \frac{R_1}{R} \cdot \frac{1}{2} CV_0^2 \left[e^{-\frac{2\pi}{\operatorname{tg}\varphi}} - 1 \right]$$

et en développant par rapport aux puissances croissantes de α :

$$JQ = \frac{R_1}{R} \cdot \frac{1}{2} CV_0^2 . 2\pi\alpha(1 + 2\pi\alpha + \ldots).$$

(1) Dans le calcul qui suit, les résistances des conducteurs et de la bobine seront considérées comme constantes pour les courants unidirectionnels utilisés. En toute rigueur, ceci n'est pas exact. Cependant en utilisant des conducteurs à grand nombre de brins (de l'ordre de 1 000) la variation de résistance est faible, et d'autre part l'expérience m'a montré que cette variation n'a pas d'influence importante aux erreurs d expérience près.

J'ai expliqué ce fait par la présence dans le circuit de l'arc au mercure, dont la résistance négative doit donner des variations qui compensent celles des conducteurs métalliques.

Nous voyons que cette énergie est très faible, d'autant plus que α est plus petit. Ainsi dans les conditions déjà indiquées α était voisin de 5.10^{-3} et le rapport R_1/R voisin de 0,4, comme l'énergie accumulée dans les condensateurs était de 680 joules, nous avons :

$$JQ = 8{,}5 \text{ joules}$$

et pour 100 décharges par seconde la puissance dépensée dans la bobine est de 850 watts.

L'échauffement n'était pas négligeable mais malgré tout assez faible, nous verrons plus loin que l'instabilité des mutateurs R_1 et R_2 limitait pratiquement la durée de fonctionnement continu à moins d'une demi-minute, et que la remise en train demandant plusieurs minutes, la bobine n'avait pas le temps de chauffer. On pouvait en particulier la prendre avec la main en fin de fonctionnement sans ressentir une température exagérée.

II. — Étude de la charge.

Lorsque le circuit s'interrompt parce que l'intensité s'est annulée, la tension aux bornes du condensateur a pour valeur celle donnée par la formule (5) dans laquelle en fait $t = \pi/\omega$ sin φ, il vient donc :

$$V_1 = -V_0 e^{-\frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi}}$$

et en développant par rapport aux puissances croissantes de α :

$$V_1 = -V_0\left(1 - \pi\alpha + \frac{\pi^2\alpha^2}{2} + \ldots\right)$$

soit :

$$\Delta V = |V_1| - |V_0| = V_0\pi\alpha^2 \tag{9}$$

en négligeant les puissances supérieures de α.

Dans le cas cité plus haut, nous avons :

$$\Delta V = 73\,600 \times 3{,}14 \times 5.10^{-3} = 1\,160 \text{ volts.}$$

Il suffit donc de faire augmenter la tension aux bornes du condensateur de 1 160 volts après chaque décharge, c'est-à-dire d'augmenter la charge de $0{,}25.10^{-6} \times 1{,}16.10^3 = 3.10^{-4}$ coulomb.

Pour donner aux condensateurs cette charge plusieurs méthodes sont possibles :

a) *Charge en continu.* — La plus simple semble être celle qui consiste à mettre la batterie de condensateurs en relation avec une source

de courant continu (accumulateurs, redresseur) par l'intermédiaire d'une résistance et d'un contacteur tournant (fig. 3). Si on admet que le coefficient de self-induction de l'ensemble est négligeable nous aurons l'équation suivante :

$$(\rho + R_2)i + \frac{q}{C} = V_0(1 + k) \tag{10}$$

en appelant ρ la résistance interne de la source, R_2 la résistance en série et $V_0(1 + k)$ la f. e. m. de la source continue.

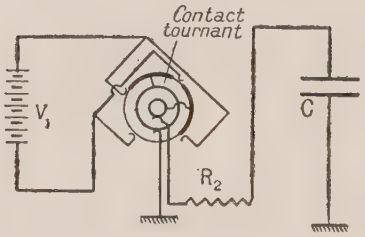

Fig. 3. — Charge en continu.

Nous en déduisons les équations (11) et (12) donnant la différence de potentiel aux bornes du condensateur et l'intensité dans le circuit de charge en fonction du temps.

$$V = V_0\left[(1 + k) - (\pi\alpha + k)e^{-\frac{t}{C(\rho + R_2)}}\right] \tag{11}$$

$$i = \frac{V_0(\pi\alpha + k)}{\rho + R_2} e^{-\frac{t}{C(\rho + R_2)}}. \tag{12}$$

Il faut alors écrire que pendant l'intervalle de temps qui sépare deux impulsions la tension passe de $V_0 - \Delta V_0$ à V_0, le problème sera le même pour le passage de $-(V_0 - \Delta V_0)$ à $-V_0$ si N est la fréquence des impulsions, il vient :

$$V_0 = V_0\left[(1 + k) - (\pi\alpha + k)e^{-\frac{1}{NC(\rho + R_2)}}\right]$$

ce qui s'écrit :

$$(\pi\alpha + k)e^{-\frac{1}{NC(\rho + R_2)}} = k. \tag{13}$$

Cette relation est une égalité qui relie k et R_2 ; nous avons d'autre part une valeur minimum pour R_2 qui nous est donnée par l'inten-

sité maximum permise par la source. Cette valeur i_0 est donnée par le constructeur. On impose donc :

$$i_0 \geqslant V_0 \frac{(\pi\alpha + k)}{\rho + R_2}. \tag{14}$$

Les relations (13) et (14) permettent de calculer les valeurs optimum pour k et R, en prenant $i_0 = \ldots$ qui est la meilleure utilisation de la source. Nous tirons de (13) $e^{\frac{1}{NC(\rho + R_2)}} = 1 + \frac{\pi\alpha}{k}$ et en combinant avec (14) :

$$e^{\frac{i_0}{NCV_0(\pi\alpha + k)}} = \frac{\pi\alpha + k}{k}. \tag{15}$$

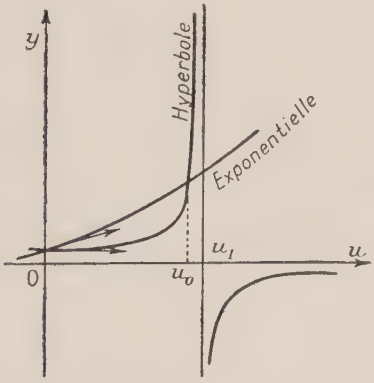

Fig. 4. — Résolution de l'équation 15.

Pour résoudre l'équation (15) posons $\pi\alpha + k = 1/u$, il vient alors :

$$e^{\frac{i_0}{NCV_0} u} = \frac{1}{1 - u\pi\alpha}.$$

Pour avoir la racine, il faut chercher par exemple l'intersection des deux courbes représentant les fonctions :

$$y = e^{\frac{i_0}{NCV_0} u} \qquad \text{et} \qquad y = \frac{1}{1 - u\pi\alpha} \text{ (fig. 4)}.$$

Ce sont une exponentielle et une hyperbole équilatère qui ont un point commun $u = 0$; $y = 1$ et qui se recoupent en un point situé entre 0 et $1/\pi\alpha$ à la condition que la pente de la tangente à l'exponen-

tielle soit supérieure à celle de la tangente à l'hyperbole au point $u = o$ ce qui donne :

$$\frac{i_0}{NV_0C} \geqslant \pi\alpha \qquad \text{soit} \qquad i_0 \geqslant C.\Delta V.N = \Delta Q.N.$$

Cette relation signifie que l'intensité maximum débitée par la source doit être telle qu'elle puisse donner la charge ΔQ aux condensateurs N fois par seconde ce qui est bien évident.

Ceci réalisé, il existe un point d'intersection des deux courbes qui donne les valeurs optima pour k et R_2.

Etant donné l'équation de l'exponentielle nous en aurons une bonne approximation en prenant l'intersection de la tangente à l'exponentielle au point $u = o$ avec l'hyperbole soit :

$$\frac{i_0 u_0}{NCV_0} + 1 = \frac{1}{1 - u_0\pi\alpha} \qquad \text{soit} \qquad u_0 = \frac{1}{\pi\alpha} - \frac{NCV_0}{i_0}$$

et

$$k = \frac{\pi\alpha}{\dfrac{i_0}{NC\Delta V_0} - 1}.$$

Nous voyons qu'il y a intérêt à avoir une source capable de débiter un courant assez important : si $i_0 = 2.N.\Delta Q$ nous aurons $k = \pi\alpha$, comme pratiquement $N\Delta Q$ est faible i_0 dépasse beaucoup $N\Delta Q$ et k est très petit.

Dans le cas cité plus haut $N\Delta Q = 0{,}03$ ampère. De la valeur de k nous déduisons la valeur de R_2 :

$$\rho + R_2 = \frac{V_0}{i_0} \cdot \frac{1}{u_0}$$

soit :

$$\rho + R_2 = \frac{\Delta V}{i_0} \cdot \frac{1}{1 - \dfrac{N\Delta Q}{i_0}}.$$

Ayant cette valeur de R_2 nous pourrons faire le montage. En réalité, la force électromotrice de la source est connue, et nous la posons égale à V_1 lors du fonctionnement, la tension maximum atteinte par les condensateurs sera $V_0 = \frac{V_1}{1+k} \# V_0$.

Calcul de l'énergie dépensée pour une charge. — Il faut calculer $\int_0^{\frac{1}{N}} V_1 i dt$ ce calcul est immédiat et donne $CV_1^2 . \frac{\pi\alpha}{1+k} = W$.

La puissance utilisée sera donc puisqu'il y a N impulsions par seconde :

$$P \# N . \tfrac{1}{2} CV_0^2 . 2\pi\alpha$$

puisque $1 + k$ est très voisin de 1.

Si au lieu de faire une décharge oscillante, et d'arrêter après la pre-

mière demi-période nous déchargions complètement les condensateurs (régime apériodique ou critique) la puissance nécessaire pour obtenir N impulsions par seconde est $P = N.\frac{1}{2}CV_0^2$. Le gain de puissance dans le premier cas est dans le rapport de 1 à $1/2\pi\alpha$ c'est-à-dire de l'ordre de 30 si α est assez petit comme dans le cas cité précédemment.

Fonctionnement. — Au début de l'expérience le contacteur tournant est mis en marche ainsi que les dispositifs déclencheurs de décharge (voir plus loin).

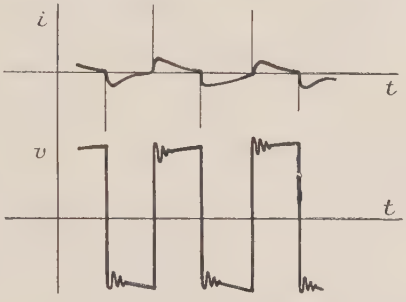

Fig. 5. — Oscillogrammes.

Les balais du contacteur peuvent pivoter autour de l'axe du moteur ; en branchant la source de tension, on observe à l'oscillographe cathodique la forme des impulsions ; en agissant sur la phase du contact on amène les décharges à se produire lorsque le contacteur n'établit pas le circuit avec la source (ceci est visible en regardant les balais : dans ce cas il n'y a pas d'étincelles).

Je n'ai utilisé cette méthode qu'avec une tension maximum de 480 volts. Je pense qu'avec des tensions supérieures, il serait nécessaire de commencer le réglage avec une batterie auxiliaire de faible tension. Les courbes représentant l'intensité dans le circuit du condensateur et la tension aux bornes de celui-ci, sont tracées ci-contre (fig. 5).

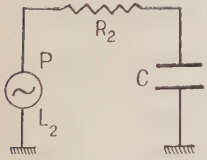

Fig. 6. — Charge en alternatif.

b) *Charge en courant alternatif.* — Il est possible aussi de charger directement le condensateur à l'aide d'une source de courant alternatif de forme $V_m \sin(\omega t - \beta)$ à travers une résistance R_2 qui sera supposée grande (fig. 6).

Si L_2 et ρ sont les résistance et coefficient de self-induction de la source nous aurons l'équation (17) :

$$L_2 \frac{d^2q}{dt^2} + (R_2 + \rho)\frac{dq}{dt} + \frac{1}{C}q = V_m \sin(\omega t - \beta)$$

d'où les solutions donnant la tension aux bornes v et l'intensité i dans le circuit de charge.

$$(18)\quad v = \frac{V_m}{\omega CZ}\sin(\omega t - \beta - \gamma) + \frac{A}{C}e^{-\omega_1 e^{-\varphi_1 t}} + \frac{B}{C}e^{-\omega_1 e^{\varphi_1 t}}.$$

$$(19)\quad i = \frac{V_m}{Z}\cos(\omega t - \beta - \gamma) - A\omega_1 e^{-\varphi_1} e^{-\omega_1 e^{-\varphi_1 t}} - B\omega_1 e^{\varphi_1} e^{-\omega_1 e^{\varphi_1 t}}.$$

En supposant la charge apériodique et en posant
ω la pulsation du courant de charge,
ω_1 la pulsation du circuit résonnant de charge,
$\alpha_1 = \operatorname{ch}\varphi_1 = (R_2+\rho)/2\sqrt{L_2/C}$,
$\operatorname{tg}\gamma = (R_2+\rho)/(1/C\omega - L_2\omega)$,
$Z = [(R_2+\rho)^2 + (1/C\omega - L_2\omega)^2]^{1/2}$
A et B sont des constantes à déterminer d'après les conditions initiales.

On les obtient en écrivant que pour :

$$t = 0 \qquad v = V_0 - V_0\pi\alpha \qquad i = 0$$

Nous aurons alors :

$$\begin{cases} -\frac{V_m}{\omega CZ}\sin(\beta+\gamma) + \frac{A}{C} + \frac{B}{C} = V_0(1-\pi\alpha) \\ \frac{V_m}{Z}\cos(\beta+\gamma) - A\omega_1 e^{-\varphi_1} - B\omega_1 e^{\varphi_1} = 0 \end{cases}$$

d'où nous déduisons :

$$\begin{cases} A = \frac{1}{2\operatorname{sh}\varphi_1}\left[CV_0(1-\pi\alpha)e^{\varphi_1} + \frac{V_m}{\omega Z}e^{\varphi_1}\sin(\beta+\gamma) + \frac{V_m}{\omega_1 Z}\cos(\beta+\gamma)\right] \\ B = \frac{1}{2\operatorname{sh}\varphi_1}\left[\frac{V_m}{\omega_1 Z}\cos(\beta+\gamma) - \frac{V_m}{\omega Z}e^{-\varphi_1}\sin(\beta+\gamma) - CV_0(1-\pi\alpha)e^{-\varphi_1}\right]. \end{cases}$$

Il suffit alors de porter ces valeurs dans les équations (18) et (19) pour avoir les valeurs cherchées. Pour déterminer les meilleures valeurs à donner à R_2 et à β il faut écrire qu'au bout du temps $t = 1/N$ la tension est devenue V_0.

D'autre part nous prendrons pour simplifier $N = \omega/\pi$ pour des raisons évidentes.

Le calcul avec les valeurs exactes est inextricable, aussi ferons-nous un certain nombre de simplifications.

Nous admettons que $\alpha_1 = (R_2+\varphi)/2\sqrt{L_2/C}$ est grand, au moins de l'ordre de 10 ; dans ce cas nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} 2\alpha_1 = 2\operatorname{ch}\varphi_1 \# e^{\varphi_1} \# 2\operatorname{sh}\varphi_1 \\ 1/2\alpha_1 \# 1/2\operatorname{sh}\varphi_1 \# e^{-\varphi_1}. \end{cases}$$

Nous aurons aussi souvent à nous servir de l'expression

$$a = \omega_1\pi/2\omega\alpha$$

qui est un nombre petit ; donc nous pourrons écrire $e^{-a} = (1-a)$. D'autre part $\omega^2C^2Z^2$ peut s'écrire $\omega^2(R_2+\rho)^2C^2 + (L_2C\omega^2 - 1)^2$,

soit

$$4\frac{\omega^2}{\omega_1^2}\alpha_1^2 + \left(\frac{\omega^2}{\omega_1^2} - 1\right)^2$$

et comme ω_1 est de l'ordre de ω :

$$\omega CZ = 2\frac{\omega}{\omega_1}\alpha_1 = \frac{\pi}{a}$$

nous aurons alors :

$$A \neq CV_0(1-\pi\alpha) + \frac{V_m}{\omega Z}\sin(\beta+\gamma)$$
$$B \neq 0$$

et les équations (18) et (19) deviennent

$$(20)\quad v = \frac{aV_m}{\pi}\sin(\omega t-\beta-\gamma) + \left[V_0(1-\pi\alpha) + \frac{aV_m}{\pi}\sin(\beta+\gamma)\right]e^{-\frac{a\omega t}{\pi}}$$

$$(21)\quad i = \frac{V_m}{Z}\cos(\omega t-\beta-\gamma) - \frac{aC\omega}{\pi}\left[V_0(1-\pi\alpha) + \frac{aV_m}{\pi}\sin(\beta+\gamma)\right]e^{-\frac{a\omega t}{\pi}}$$

si nous écrivons que pour $t = \pi/\omega$, $v = V_0$; nous aurons :

$$V_0 = \frac{aV_m}{\pi}\sin(\beta+\gamma) + [V_0(1-\pi\alpha) + \frac{aV_m}{\pi}\sin(\beta+\gamma)](1-a)$$

et en groupant les termes en V_0 et V_m :

$$V_0[1-(1-a)(1-\pi\alpha)] = (2-a)\,a\frac{V_m}{\pi}\sin(\beta+\gamma).$$

Pour avoir V_m le plus petit possible, il faut que $\sin(\beta+\gamma)$ soit égal à un, soit $\beta = \frac{\pi}{2} - \gamma$ ce qui s'écrit encore :

$$\operatorname{tg}\beta = (1/C\omega = L_2\omega)/(R_2+\rho)$$

et ensuite : $$V_m = \frac{\pi}{2}V_0.$$

Pour avoir une condition pour R_2 il faudrait écrire que la valeur maximum de l'intensité qui passe dans le circuit est inférieure à celle que peut débiter le générateur en pointe, à condition toutefois que le résultat soit compatible avec α_1 grand. Dans ces conditions on obtient toujours $R_2 + \rho$ très grand vis-à-vis de ρ, donc R_2 positif.

En pratique, j'ai déterminé R_2 en supposant le condensateur court-circuité et en écrivant que l'intensité était alors inférieure à la limite imposée par le constructeur de transformateur.

Energie dépensée dans la charge. — Il faudrait faire le calcul $\int_0^{\pi/\omega} vidt$ mais il est plus facile de considérer la différence des

énergies accumulées dans le condensateur au début de la charge $C(V_0 - \Delta V)^2/2$ et à la fin de la charge $CV_0^2/2$ ce qui donne :

$$W = \frac{1}{2} C\Delta V (2V - \Delta V)$$

soit :

$$W \# \frac{1}{2} CV_0^2 . 2\pi\alpha.$$

Ce résultat est le même que précédemment, ce qu'il fallait trouver.

Fonctionnement. — Le générateur d'impulsions déclenchant les redresseurs étant en marche, on fait croître lentement la tension V_m, et à l'aide d'un transformateur à champ tournant, on déplace le point où se fait la décharge jusqu'au moment où l'on obtient un oscillogramme convenable (fig. 7) dépourvu d'aigrettes de haute fréquence et l'intensité entre les impulsions étant la plus faible possible.

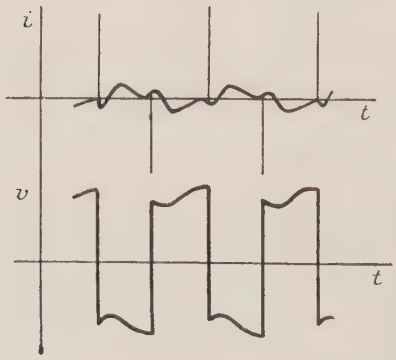

Fig. 7.
Oscillogrammes.

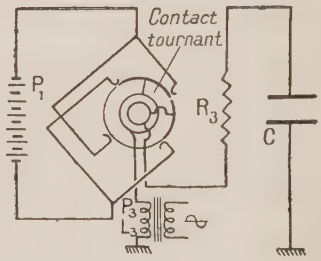

Fig. 8. — Schéma de la charge en combiné continu-alternatif.

c) *Charge en combiné continu alternatif.* — Une troisième solution est aussi possible, qui consiste à utiliser une source de courant continu de f. e. m. V_1 à laquelle on superpose une tension alternative de pulsation $\omega = \pi N$ et de valeur $V_m \sin(\omega t - \beta)$.

Le schéma du montage est indiqué figure 8 : il est nécessaire d'avoir un contacteur tournant à deux secteurs pour pouvoir réaliser le circuit.

L'équation différentielle qui correspond au circuit est la même que précédemment :

$$L_3 \frac{d^2q}{dt^2} + (R_3 + \rho_1 + \rho_3) \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = V_1 + V_m \sin(\omega t - \beta)$$

ce qui conduit aux intégrales analogues :

$$(22)\quad v = V_1 + \frac{V_m}{\omega CZ}\sin(\omega t - \beta - \gamma) + \frac{A}{C}e^{-\omega_2 e^{-\varphi_2} t} + \frac{B}{C}e^{-\omega_2 e^{\varphi_2} t}$$

$$(23)\quad i = \frac{V_m}{Z}\cos(\omega t - \beta - \gamma) - A\omega_2 e^{-\varphi_2} e^{-\omega_2 e^{-\varphi_2} t} - B\omega_2 e^{\varphi_2} e^{-\omega_2 e^{\varphi_2} t}$$

dans lesquelles

L_3, ρ_3 sont les coefficient de self-induction et résistance du générateur alternatif,

R_3 la résistance mise en série,

ρ_1 la résistance interne de la source continue :

$$Z = [(R_3 + \rho_1 + \rho_3)^2 + (1/C\omega - L_3\omega)^2]^{1/2}$$

$\omega_2 = 2\pi\sqrt{L_3 C}$,

$\alpha_2 = \operatorname{ch}\varphi_2 = (R_3 + \rho_1 + \rho_3)/2\sqrt{L_3/C}$.

Pour déterminer A et B il faut écrire qu'au temps $t = 0$ nous avons $v = V_0(1 - \pi\alpha)$ et $i = 0$ ce qui permet de trouver :

$$\begin{cases} A = \frac{1}{2\operatorname{sh}\varphi_2}\left[\frac{V_m}{\omega Z}e^{\varphi_2}\sin(\beta+\gamma) - \frac{V_m}{\omega_2 Z}\cos(\beta+\gamma)\right] \\ B = \frac{1}{2\operatorname{sh}\varphi_2}\left[\frac{V_m}{\omega_2 Z}\cos(\beta+\gamma) - \frac{V_m}{\omega Z}e^{-\varphi_2}\sin(\beta+\gamma)\right] \end{cases}$$

Et en faisant les mêmes simplifications que précédemment :

$$\begin{cases} 2\alpha_2 = 2\operatorname{ch}\varphi_2 \# e^{\varphi_2} \# 2\operatorname{sh}\varphi_2 \\ 1/2\alpha_2 \# 1/2\operatorname{sh}\varphi_2 \# e^{-\varphi_2} \end{cases}$$

il vient (24) :

$$v = V_1 + \frac{V_m}{\omega CZ}\left[\sin(\omega t - \beta - \gamma) + \sin(\beta+\gamma)e^{-\frac{\omega_2}{2\alpha_2}t}\right].$$

Nous aurons alors à écrire qu'au bout du temps $t = \pi/\omega$ la tension est devenue $V_1(1 + \pi\alpha)$ en posant comme précédemment

$$a = \omega_2\pi/2\omega\alpha_2$$

nous aurons :

$$V_1\pi\alpha = \frac{V_m}{\omega CZ}\sin(\beta+\gamma)(1 + e^{-a}).$$

Mais comme nous avons toujours $\omega CZ \# \pi/a$ nous tirons :

$$(25)\qquad V_m = \Delta V \cdot \frac{\pi}{a} \cdot \frac{1}{1+e^{-a}} \cdot \frac{1}{\sin(\beta+\gamma)}.$$

La valeur de V_m minimum sera obtenue pour $\beta + \gamma = \pi/2$, soit :

$$\operatorname{tg} \beta = (1/C\omega - L_3\omega)/(R_3 + \rho_1 + \rho_3)$$

nous aurons alors :

$$V_m = \Delta V \cdot \frac{\pi}{\alpha} \cdot \frac{1}{1 + e^{-a}} \cdot \tag{26}$$

Mais dans ce cas, il est préférable de ne pas attendre le temps $t = \pi/\omega$ pour interrompre la charge, car la tension passe par un maximum avant π/ω ; soit t_0 cet instant nous aurons :

$$V_1 \pi\alpha = \frac{V_m}{\omega CZ}\left[\sin(\omega t_0 - \beta - \gamma) + \sin(\beta + \gamma) e^{-\frac{\omega_2}{2\alpha_2} t_0}\right]$$

soit :

$$\begin{aligned}\frac{V_1}{V_m} \pi\alpha \,.\, \omega CZ &= \cos(\beta + \gamma) \sin \omega t_0 + \sin(\beta + \gamma)\left(e^{-\frac{\omega_2}{2\alpha_2} t_0} - \cos \omega t_0\right) \\ &= \lambda \sin(\beta + \gamma + \delta)\end{aligned}$$

avec :

$$\lambda = \left[\sin^2 \omega t_0 + \left(e^{-\frac{\omega_2}{2\alpha_2} t_0} - \cos \omega t_0\right)^2\right]^{1/2}$$

et :

$$\operatorname{tg} \delta = \sin \omega t_0 / (e^{-\frac{\omega_2}{2\alpha_2} t_0} - \cos \omega t_0)$$

Le minimum de V_m est obtenu pour $\beta + \gamma + \delta = \frac{\pi}{2}$, soit $\beta = \frac{\pi}{2} - \gamma - \delta$ et pour la valeur de t_0 qui donne à λ la plus grande valeur possible :

$$\lambda = \left[1 - 2 \cos \omega t_0 e^{-\frac{\omega_2}{2\alpha_2} t_0} + e^{-\frac{\omega_2}{\alpha_2} t_0}\right]^{1/2} \tag{27}$$

le maximum sera donné pour la valeur de t qui annulera la dérivée par rapport à t, soit :

$$(2\omega \sin \omega t_0 + \frac{\omega_2}{\alpha_2} \cos \omega t_0) e^{-\frac{\omega_2}{2\alpha_2} t_0} + \frac{\omega_2}{\alpha_2} e^{-\frac{\omega_2}{\alpha_2} t_0} = 0$$

soit :

$$e^{-\frac{\omega_2}{2\alpha_2} t_0} = \frac{2\alpha_2 \omega}{\omega_2} \sin \omega t_0 + \cos \omega t_0$$

et en posant $\omega t = x$ nous en déduisons :

$$\begin{aligned} e^{-\frac{a x_0}{\pi}} &= \frac{\pi}{a} \sin x_0 + \cos x_0 \\ &= \mu \sin(x_0 + \varepsilon)\end{aligned}$$

avec :

$$\mu = \sqrt{1 + \pi^2/a^2}$$
$$\operatorname{tg} \varepsilon = a/\pi.$$

La valeur de x_0 est donc donnée par l'abscisse du point d'intersection de l'exponentielle $y = e^{-ax/\pi}$ et de la sinusoïde $y = \mu \sin(x + \varepsilon)$ ces deux courbes ont dans l'intervalle $(0, \pi)$ deux points d'intersection ; pour $x = 0$ et $x = x_0$. Comme valeur approchée de la solution, nous pourrons prendre l'intersection de la tangente à la sinusoïde au point $x = \pi - \varepsilon$ et de la tangente à l'exponentielle au même point $x = \pi - \varepsilon$ (fig. 9) d'où nous tirons :

$$x_0 = \pi - \varepsilon - 1/\left(\frac{\pi}{a} \cdot \frac{e^{-\frac{\pi}{a}(\pi - \varepsilon)}}{\sin \varepsilon}\right) = \pi - \varepsilon - \psi$$

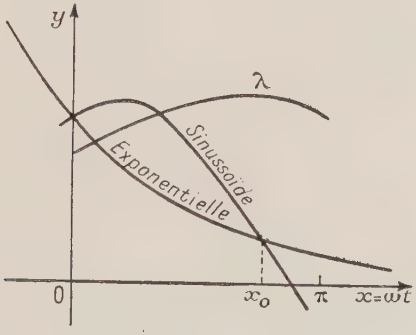

Fig. 9. — Variations de λ en fonction de ωt_0 ; courbes dont l'intersection donne le maximum.

ψ étant un angle petit ; la valeur de λ devient alors :

$$\lambda = \sin \omega t_0 / \sin \varepsilon.$$

Si donc nous arrêtons la charge au bout du temps $t = \frac{\pi - \varepsilon - \psi}{\omega}$ nous aurons à ce moment la valeur minimum pour V_m, soit :

$$\frac{V_1 \pi \alpha}{V_m} \omega CZ = \frac{\sin(\varepsilon + \psi)}{\sin \varepsilon} = 1 + \frac{\pi}{a} \psi$$

soit encore :

$$V_m = \Delta V \cdot \frac{\pi}{a}\left(1 - \frac{\pi}{a} \psi\right). \tag{28}$$

L'énergie nécessitée pour une charge est toujours la même, soit :

$$W \# \frac{1}{2} C V_0^2 \cdot 2\pi\alpha.$$

Cette dernière solution est la plus satisfaisante, à mon avis, bien qu'elle nécessite un contact tournant : elle permet d'utiliser un petit transformateur, le condensateur étant chargé une fois pour toutes au début de l'expérience, la source de tension continue n'intervient que comme différence de potentiel. Le fait qu'on puisse obtenir un rendement meilleur en ne chargeant pas pendant tout l'intervalle (o, π) qui sépare deux impulsions permet d'avoir sur le contacteur tournant des secteurs qui ne font pas 90° mais un angle de l'ordre de 75° (le moteur synchrone tournant à 1 500 tours par minute) le maximum de la courbe représentant la variation de λ est très plat, ce qui facilite les réglages. Cependant la deuxième solution est la plus simple, elle ne nécessite aucun contact mobile, mais immobilise un transformateur important.

Je me suis servi de la dernière solution dans un modèle réduit à 480 volts qui m'a servi à mettre au point différentes parties du montage, et de la deuxième pour le montage définitif à haute tension où l'isolement était la principale qualité à réaliser.

III. — Calcul d'une bobine.

a) *Calcul du champ.* — Le calcul de la meilleure bobine est en général très complexe (5) aussi je me suis limité au cas le plus facilement réalisable, à savoir une bobine à section rectangulaire : si a_1 et a_2 sont les rayons intérieur et extérieur de la bobine et $2b$ sa longueur suivant l'axe en posant $\alpha = a_2/a_1$ et $\mu = b/a_1$ on obtient un ensemble de bobines à deux paramètres qui forment un ensemble facilement étudiable.

Rappelons les formules qui donnent l'intensité du courant de décharge dans la bobine :

$$i_m = \frac{2V_0}{R_c}(1 - \alpha^2 \ldots)$$

et en négligeant α^2 devant : $i_m = \frac{2V_0}{R_c} = \sqrt{C/L}\, V_0$.

Or d'après l'article de Cockcroft (5) nous aurons :

$$H_m = g_1 \sqrt{\frac{R_1 \lambda}{a_1 \rho}} \sqrt{\frac{C}{L}} V_0$$

H_m étant le champ au centre de la bobine.

ρ étant la résistivité du métal constituant l'enroulement.

λ le coefficient de remplissage : rapport du volume du conducteur métallique au volume total offert par la bobine,

a_1 le rayon interne de l'espace annulaire.

R_1 la résistance de l'enroulement.

g_1 un coefficient qui ne dépend que de α et β et dont les abaques sont données dans l'article cité (fig. 10).

D'autre part nous avons la relation :

$$R/L = \rho 10^9 / a_1^2 \lambda \Phi_1$$

L étant le coefficient de self-induction de la bobine, Φ_1 un coefficient qui ne dépend que de α et β comme g_1.

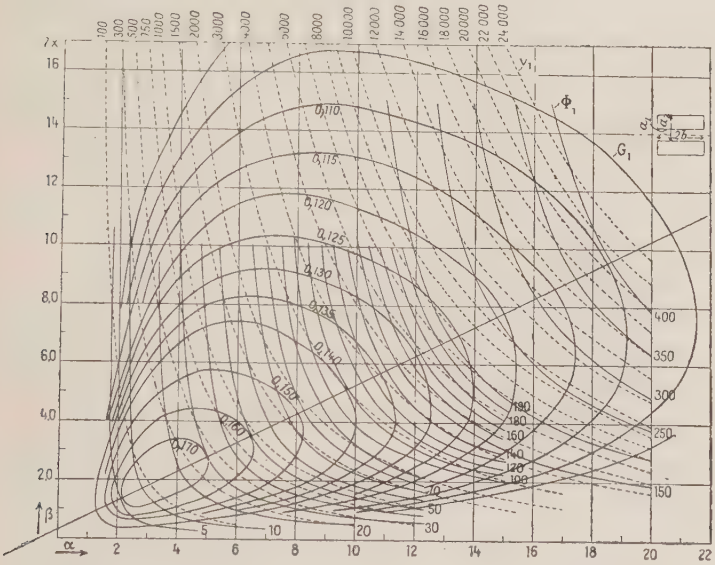

Fig. 10. — Constantes de la bobine d'après Cockcroft (Phil. Trans. Roy. Soc.).

Nous en déduisons :

$$H_m = 10^4 \sqrt{\frac{10 g_2^1}{\Phi_1}} \sqrt{\frac{CV_0^2}{a_1^3}}$$

et en posant :

$$k_1 = 10^4 \sqrt{10 g_1^2 / \Phi_1}$$

$$H_m = k_1 \sqrt{CV_2^0 / a_1^3}.$$

Dans cette formule k_1 est une fonction de α, β seulement. D'après les courbes de la figure 10 tracées par Cockcroft j'ai calculé les courbes iso k_1 en fonction de α et β : ce sont les courbes de niveau de la surface $k_1 = f(\alpha, \beta)$, elles sont tracées sur la figure 11. On voit que la

meilleure solution est α le plus voisin de un et β le plus voisin de zéro ; soit une seule spire.

Cette solution n'est cependant pas acceptable car il faut tenir compte de la self-induction de l'ensemble du reste du circuit qui devient alors de l'ordre de grandeur de celle de la bobine, ainsi que la résistance ; les pertes deviennent très élevées. Il faut se limiter à une valeur du coefficient L qui soit nettement supérieure à celle du reste du circuit.

Le coefficient de self-induction correspondant aux condensateurs et aux fils de connexion a été évalué par Vaudet par des expériences en

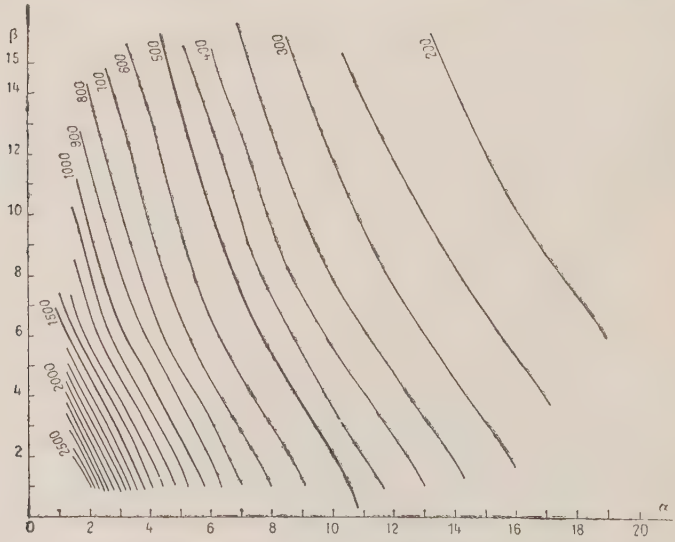

Fig. 11. — Courbes iso k_1.

court-circuit pour une batterie trois fois plus importante que celle dont je me servais ; les condensateurs qui la formaient étant identiques dans les deux cas. Il a trouvé environ 8 µhenrys, j'ai donc admis 3 µhenrys pour mon cas, aussi j'ai construit une bobine dont le coefficient L était de 17 µhenrys en basse fréquence.

Les questions d'isolement jouent aussi un grand rôle et de plusieurs bobines que j'ai construites je n'ai eu de résultats satisfaisants qu'avec une seule dont les caractéristiques étaient les suivantes :

$$\alpha = 7{,}7 \qquad \beta = 2{,}9 \qquad a_1 = 0{,}6 \text{ cm} \qquad k_1 = 660$$

ceci donne comme valeur du champ maximum avec une capacité de 0,25 μf :

$$H_m = 660 \cdot \sqrt{10^{-6}/4\,(0{,}6)^3} \qquad V = 0{,}68 \text{ V.}$$

b) *Calcul de l'intensité.* — Nous avons vu que l'intensité maximum était voisine de :

$$I_m = \sqrt{C/L}\ V.$$

Or d'après l'article déjà cité de Cockcroft nous avons :

$$L = a_1 . N^2 . \frac{\pi}{2\beta} \cdot \frac{\alpha+1}{\alpha-1} . \Phi_1\ 10^{-9}$$

où N est le nombre de spires de l'enroulement, les courbes de niveau de la fonction Φ_1 (α, β) se trouvant figure 10 il vient alors :

$$i_m = 10^4 \frac{D}{N} \sqrt{CV_0^2/a_1}$$

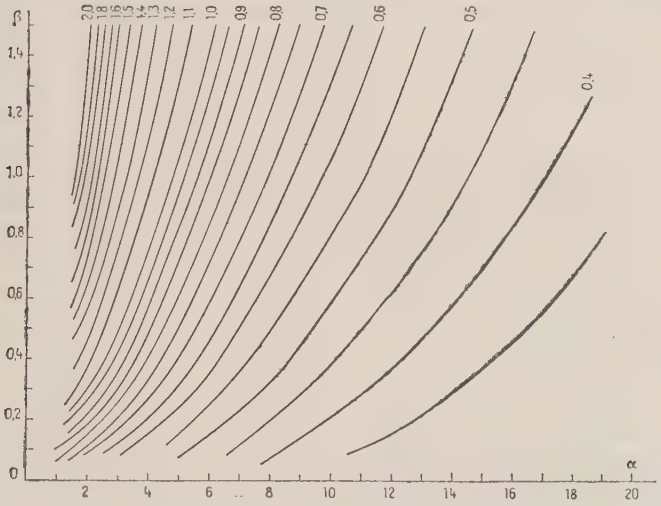

Fig. 12. — Courbes iso D.

D étant un coefficient qui ne dépend que de α et β et dont j'ai tracé les courbes de niveau D (α . β) = c^{te} à partir des abaques de Cockcroft (fig. 12).

On voit que pour une forme de bobine déterminée l'intensité est inversement proportionnelle au nombre de tours de fil, alors que le champ n'en dépend pas, étant bien entendu que l'on se maintienne dans le cas R/R_0 petit de façon à pouvoir négliger les puissances supérieures de α.

Pour la bobine citée plus haut, D = 0,5 ; N = 30 ; d'où :

$$i_m = 0{,}5 \frac{10^4}{30} \cdot \sqrt{10^{-6}/4\,(0{,}6)} . V = 0{,}108\ V.$$

On a intérêt à avoir le plus grand nombre de spires compatible avec la condition α petit.

c) *Construction d'une bobine.* — J'ai construit cette bobine d'après les principes énoncés par Kapitza, pour lui permettre de résister aux efforts produits par les champs magnétiques intenses, malheureusement je n'ai pu me procurer une batterie de condensateurs suffisamment importante pour avoir réellement besoin d'une telle précaution ; mais cette bobine pourra servir dans une série d'expériences ultérieures.

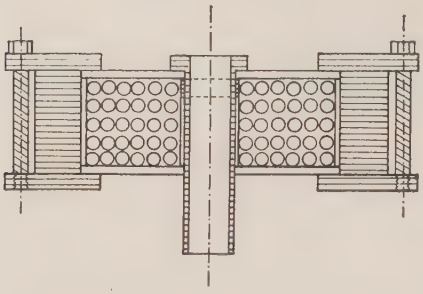

Fig. 13. — Coupe de la bobine.

Elle est formée (fig. 13) d'un axe de laiton et de deux flasques de bakélite. L'enroulement comporte 30 spires réparties en 6 couches de 5 spires. Le conducteur est formé par la réunion de 20 fils isolés à deux couches de soie, chaque fil étant lui-même composé de 49 brins émaillés. L'ensemble de ces 20 fils est enfilé dans un tube de souplisso dont le diamètre extérieur est de 0,7 cm. L'entrée du courant est sur l'axe et la sortie à la périphérie.

Un anneau de laiton peut tourner à frottement dur sur l'axe ; sur cet anneau est soudée l'extrémité du fil, les spires de la première couche sont isolées de l'axe par un tube d'ébonite de la même épaisseur que l'anneau de laiton.

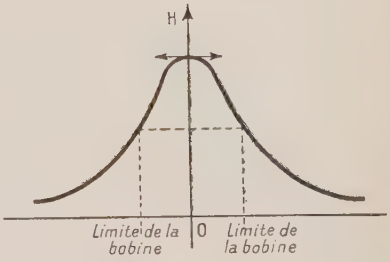

Fig. 14. — Champ magnétique créé par la bobine suivant son axe.

Ce contact glissant est réalisé pour permettre, lors de l'établissement du champ, le déroulement du fil qui se produit par tassement vers l'extérieur, d'après le principe du flux maximum.

Chaque couche est séparée de la précédente par une feuille de bakélite fine, l'ensemble est noyé de vernis bakélite. Après une dernière languette de bakélite, la bobine est placée dans un anneau de laiton épais qui résistera à son déroulement. J'ai calculé la répartition suivant l'axe du champ magnétique et je l'ai indiquée sur le graphique ci-contre (fig. 14). On voit qu'il décroît assez rapidement du centre aux bords de la bobine et très rapidement dès qu'on se trouve en dehors de celle-ci.

DEUXIÈME PARTIE

EXPÉRIENCES

I. — Construction d'un modèle à tension réduite.

a) *Schéma.* — Le principe en a été indiqué dans l'introduction et la méthode de charge dans la première partie. Le schéma d'ensemble est le suivant (fig. 15) : un transformateur T dont le secondaire comporte plusieurs prises, a un pôle à la masse, l'autre étant en contact avec un secteur conducteur d'un disque d'ébonite entraîné par un moteur synchrone tournant à 1 500 tours-minute. Un autre secteur conduc-

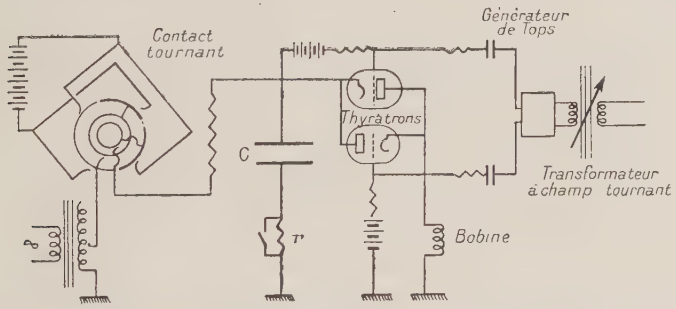

Fig. 15. — Schéma du modèle à tension réduite.

teur est relié avec l'armature interne de condensateur, l'armature externe étant reliée par l'intermédiaire d'une faible résistance r, facilement court-circuitable, à la masse. Les deux secteurs couvrent un angle d'environ 80° et sont décalés l'un par rapport à l'autre de 90°. Sur le disque frottent quatre balais situés au sommet d'un carré, reliés deux à deux en diagonale. Chaque groupe de balais est relié à un pôle d'une batterie d'accumulateur de 480 volts. Nous avons vu que ce système permettait d'arrêter la charge avant l'intervalle $t = \pi/\omega$ qui sépare deux impulsions : l'angle de 80° environ n'a pas besoin d'être précis, car le maximum de la courbe de charge est très plat et la détermination exacte n'a pas une grosse importance. L'ensemble des quatre balais peut tourner autour d'un axe confondu avec celui du moteur, ce qui permet de faire varier le moment où commence la charge et de l'adapter à la phase du générateur de tops.

Nous avons vu qu'il fallait choisir l'angle β (dans l'équation 22) de façon à ce qu'il soit égal à $\frac{\pi}{2} - \gamma - \delta$; γ et δ étant donnés par les égalités établies plus haut. Comme il a été remarqué précédemment la valeur de β n'a pas besoin d'être exactement précise et un calcul rapide donne une valeur suffisante.

Lorsque le disque est dans une position déterminée le courant de charge part, par exemple, du transformateur passe dans la batterie du pôle — au pôle + puis se dirige vers le condensateur qu'il charge : ceci pendant tout le temps que les balais restent sur les secteurs soit, puisque le disque fait 1/2 tour par période, un peu moins de 1/4 de période. Ensuite la décharge se produit provoquée par le générateur de tops dont il sera question plus loin, le disque ayant tourné, les balais ont changé de secteurs et le courant passe cette fois dans le sens inverse, les pôles de la batterie sont intervertis et le transformateur fournit aussi un courant de sens inverse ce qui augmente la charge inverse des condensateurs, une décharge se produit dès que les balais ont quitté les secteurs et le cycle recommence.

La décharge se produit par l'intermédiaire de deux thyratrons (j'ai utilisé des thyratrons 884, qui étaient un peu brutalisés, mais l'expérience ne durait pas longtemps) dont j'avais relié plaque avec cathode de façon qu'ils soient inversés. Les batteries de polarisation étaient isolées l'une de l'autre, étant donné que l'une des cathodes est portée à un potentiel variable de + V à — V par rapport à la masse.

Sur la grille de chacun de ces thyratrons arrivent des tops d'une centaine de volts fournis par un générateur auxiliaire, la phase de ces tops par rapport au secteur est variable à l'aide d'un transformateur à champ tournant.

b) *Générateur de tops.* — Ce générateur est très simple, dans son principe il consiste à utiliser la décharge d'un condensateur à travers un thyratron, décharge synchronisée par le secteur. Il m'a donné toute satisfaction quant à la stabilité et la brièveté des tops (fig. 16). Il y a deux systèmes différents qui donnent chacun une série de tops à la fréquence 50 mais décalés l'un par rapport à l'autre de 1/100 de seconde.

Une diode L redresse une tension alternative E. La résistance d'utilisation est entre la masse et le point milieu de l'enroulement du transformateur ce qui fait que la tension redressée est constamment négative et présente des pointes anguleuses sur l'axe $Y = 0$.

Il n'y en a pas cent par seconde car un condensateur C mis directement entre une plaque de la diode et la masse en supprime une sur deux, puisqu'il provoque un effet de filtrage sur la tension rectifiée par l'une des deux plaques seulement.

La tension du point A présente donc une série de pointes à la fréquence 50 ; cette tension est envoyée par l'intermédiaire d'une liaison

capacité résistance de faible constante de temps (ce qui augmente le caractère pointu des variations de la tension) sur la grille d'une penthode 6J7 travaillant en classe C ce qui donne une amplification des pointes seulement. Cette penthode est suivie d'une penthode 6F6 fonctionnant en penthode saturée (avec une résistance de charge telle qu'en fonctionnement normal la tension plaque soit presque nulle). Ce dernier artifice permet de n'amplifier encore que les pointes de la tension précédente. A la sortie de cette lampe on obtient une tension présentant une série de tops brefs (de l'ordre de 50 à 100 microsecondes) que l'on envoie sur la grille d'un thyratron convenablement polarisé. Ce thyratron sert à décharger un condensateur de faible capacité en le court-circuitant pratiquement (aucune résistance dans le circuit excepté la résistance interne du thyratron).

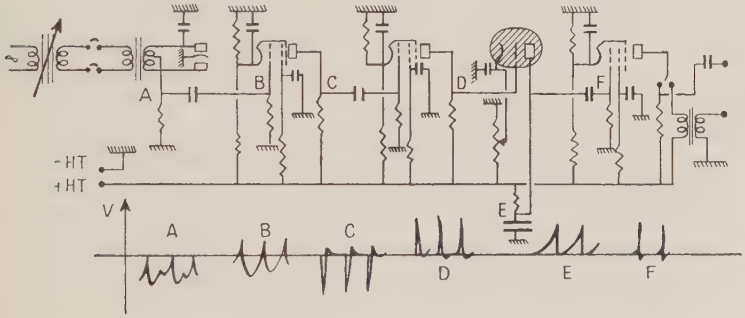

Fig. 16. — Schéma du générateur de tops.

La tension aux bornes de ce condensateur présente la forme en dents de scie bien connue, la chute de tension qui est extrêmement rapide donne lorsqu'elle est retransmise par un système condensateur résistance de faible constante de temps un top extrêmement bref (de l'ordre de la microseconde) qu'il est facile d'amplifier par une penthode 6F6 fonctionnant en classe B.

L'utilisation des tops se fait par l'intermédiaire d'une liaison capacité résistance ou d'un transformateur à petit nombre de spires, solutions qui m'ont donné des résultats équivalents.

c) *Marche d'une expérience.* — Il faut régler la position des balais et la phase du générateur de tops. Pour cela j'ai commencé avec une batterie de 20 volts au lieu de 480 ; le transformateur fournissant 3 volts efficaces, et en plaçant un oscillographe cathodique aux bornes de la résistance r (d'une fraction d'ohm) (fig. 15). Sur l'écran se trace la courbe représentant les variations de l'intensité dans les deux circuits : charge et décharge. En éclairant le disque tournant à l'aide d'une lampe à néon, il est facile de repérer la position correspondant au

moment où la tension est maximum et de régler ainsi grossièrement la position des balais. Par action sur le transformateur à champ tournant on fait varier le moment de la décharge jusqu'à l'amener à coïncider avec le moment où les balais ne sont plus sur les secteurs conducteurs. Tous ces réglages se font en regardant la courbe tracée sur l'écran de l'oscillographe. A ce moment on remplace la batterie de 20 volts par celle de 480, on court-circuite la résistance r et on place l'oscillographe aux bornes du condensateur C ; comme la tension est trop élevée pour l'oscillographe, il faut utiliser un dispositif diviseur de tension : deux condensateurs de capacités 0,01 et 0,001 microf. en série et prendre la tension aux bornes de la plus forte des deux capacités. Le réglage une fois fait se conserve à condition de ne pas intervertir les fils d'arrivée aux différents transformateurs.

d) *Mesure du champ.* — Connaissant l'étalonnage de l'oscillographe, en volts par centimètre, on peut en déduire une évaluation de l'intensité qui passe dans la bobine si la résistance r est connue (voir note page 10). Connaissant alors la constante de la bobine, il est facile de calculer le champ au centre.

La longueur moyenne des pointes au centre de l'écran était de 16 mm. environ, et la sensibilité de l'oscillographe 1,6 mm. par volt ; ceci donne donc une différence de potentiel maximum aux bornes de la résistance r de 25,6 volts. La résistance r ayant été mesurée à 0,5 ohm cela donne $i_{max} \# 51$ ampères.

La constante de la bobine est 6,3, nous en déduisons :

$$H_m = 6{,}3 . 51 = 321 \text{ gauss.}$$

La tension maximum de charge des condensateurs étant de 490 volts la formule de la partie précédente $H_m = 0{,}68\ V$ donne $H_m = 334$ gauss étant donné les nombreuses causes d'erreur nous pourrons considérer cette vérification comme bonne.

En effet, il est difficile de mesurer convenablement la longueur des tops à l'oscillographe, étant donnée la dimension du spot et la faible luminosité due à la brièveté de la décharge (l'obscurité est nécessaire pour voir les courbes de décharge).

La sensibilité de l'oscillographe n'est pas constante entre le centre du champ et les bords, et il n'y a pas deux tops qui aient rigoureusement la même longueur. La résistance r mesurée en courant continu, puis en alternatif à 50 périodes par seconde, vaut 0,5 ohm, mais sa résistance au passage d'une onde de choc comme la décharge que nous considérons n'est pas forcément la même, ni même constante. J'ai pris cette valeur de 0,5 ohm, mais elle est très approximative. Pour faire les mesures d'autre part il faut intercaler la résistance r, mais dans le fonctionnement normal celle-ci est court-circuitée, les

tensions ne sont donc pas les mêmes dans le cas d'une mesure et dans le cas du fonctionnement normal.

Tout ceci fait que la vérification n'a pas une grande valeur, et que nous pouvons dire que le champ doit être voisin de 300 gauss à son maximum.

Pour pouvoir mesurer plus sûrement le champ il faut faire appel à un phénomène optique, c'est pourquoi j'ai utilisé le phénomène de polarisation rotatoire dans les expériences de haute tension.

II. — Construction d'un montage à haute tension.

a) *Description.* — Étant donné les difficultés d'isolement d'un contacteur tournant j'ai utilisé la charge par une tension alternative selon *b* du deuxième paragraphe de la première partie (fig. 17).

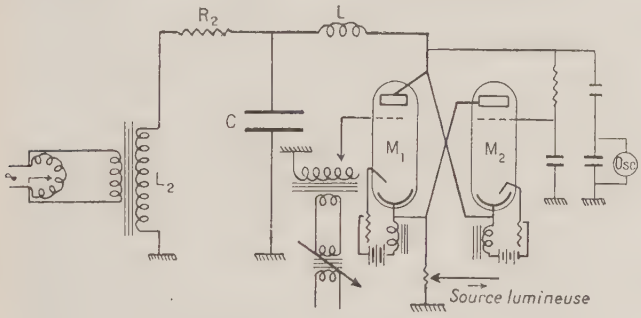

Fig. 17. — Schéma du montage à haute tension.

Un transformateur isolé à l'huile peut fournir une tension efficace maximum de 100 000 volts, directement à partir du secteur. La variation de la tension est commandée par un rhéotor qui se trouve au primaire, qui permet de faire varier la tension d'alimentation de 0 à 100 0/0.

Ce transformateur sert à charger une batterie de 8 condensateurs au papier dans l'huile, isolés à 100 000 volts, l'ensemble de la batterie ayant une capacité de 0,25 microfarads. L'armature extérieure des condensateurs se trouve sur les boîtiers et l'autre armature se trouve au sommet d'une corne de porcelaine de 40 cm. de long environ.

La décharge est commandée par deux mutateurs A. D. T. G. 20 Hewittic, utilisés comme thyratrons. Ces mutateurs ont trois bras d'anode, ne me servant que d'un seul j'ai utilisé les deux autres comme circuit d'entretien, ayant plus de stabilité par cette méthode qu'en

utilisant les électrodes d'entretien usuelles. La cathode de l'un des mutateurs, M_1 par exemple, est reliée à l'anode de M_2 et connectée à la masse de l'appareil et à la « terre », la cathode de M_2 est reliée à l'anode de M_1.

L'entretien de M_1 ne donne pas de difficultés : la batterie de 120 volts du laboratoire peut être utilisée avec deux rhéostats et une bobine de self-induction importante. L'intensité est voisine de 7 ampères dans chaque bras pour que la stabilité soit convenable.

L'entretien de M_2 est plus délicat : en effet, la cathode de ce mutateur n'est pas à un potentiel fixe et varie entre — V et + V. Aussi était-il réalisé à l'aide de 6 accumulateurs de 8 volts au fer-nickel de forte capacité, de deux rhéostats et d'une bobine de self-induction. L'ensemble était sur une planche supportée par deux piles de gros isolateurs en porcelaine.

Chaque mutateur se trouve dans une cage de bois enduite de vernis bakélisé et isolée du sol par quatre longs isolateurs en porcelaine.

La caractéristique des mutateurs que j'utilisais était positive, c'est-à-dire que la grille, même à un potentiel nul par rapport à la cathode, empêchait la décharge ; pour provoquer celle-ci, il était nécessaire d'amener la grille à un potentiel très positif par rapport à la cathode.

Pour déclencher la décharge de M_1, je me suis servi d'une tension alternative à 50 périodes par seconde d'amplitude réglable de façon à ce que la tension de crête soit légèrement supérieure à la tension de déblocage correspondant au potentiel de l'anode considéré. Ceci était obtenu, pour un potentiel d'anode de 20 000 volts, pour une tension grille de + 450 volts environ. Cette tension était fournie par un transformateur élévateur de tension au primaire duquel se trouvait un transformateur à champ tournant de façon à pouvoir faire varier la phase, et satisfaire aux conditions étudiées précédemment.

Etant donné que la décharge commandée par M_2 ne me servait pas, j'ai utilisé pour ce mutateur un montage moins précis.

Un condensateur C dont une armature est à la cathode et l'autre à la grille se charge par l'intermédiaire d'une résistance R connectée à l'anode. La constante de temps C. R. est choisie de telle sorte que la tension aux bornes du condensateur puisse déclencher la décharge au bout d'un temps approximativement égal à la demi-période soit 10^{-2} seconde après la décharge précédente. L'instant de cette décharge n'est pas déterminé avec grande exactitude, mais cela n'a pas d'importance puisqu'il n'y a pas de phénomènes synchronisés sur cette décharge.

La bobine était placée sur la table entre les appareils d'optique supportée par plusieurs isolateurs en porcelaine.

La tension au secondaire du transformateur était lue sur un voltmètre électrostatique Abraham-Villard à plusieurs sensibilités.

La grosse difficulté du montage est l'isolement : il m'a fallu soi-

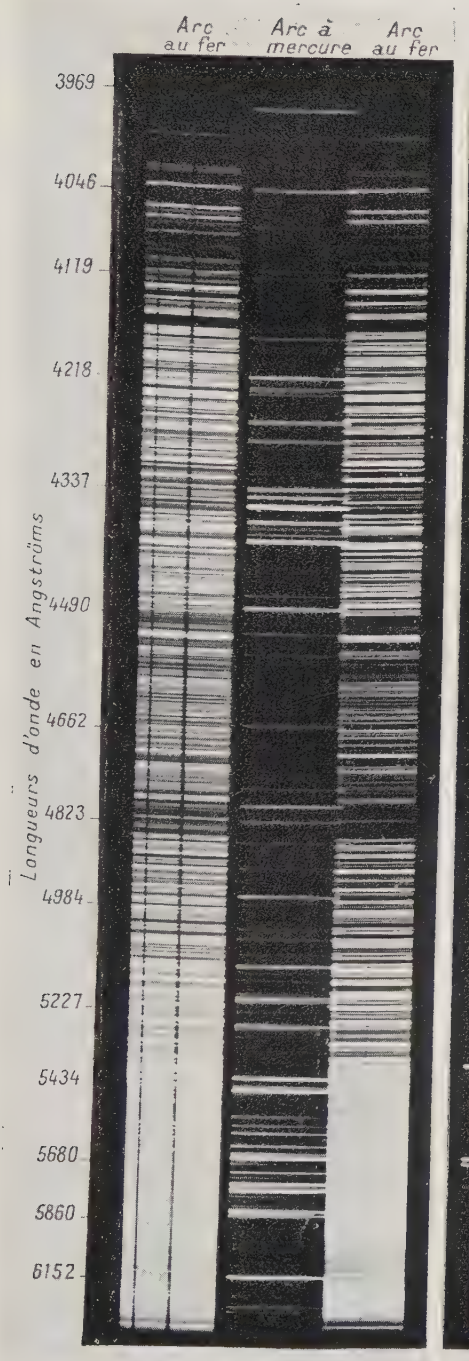

Fig. 19.

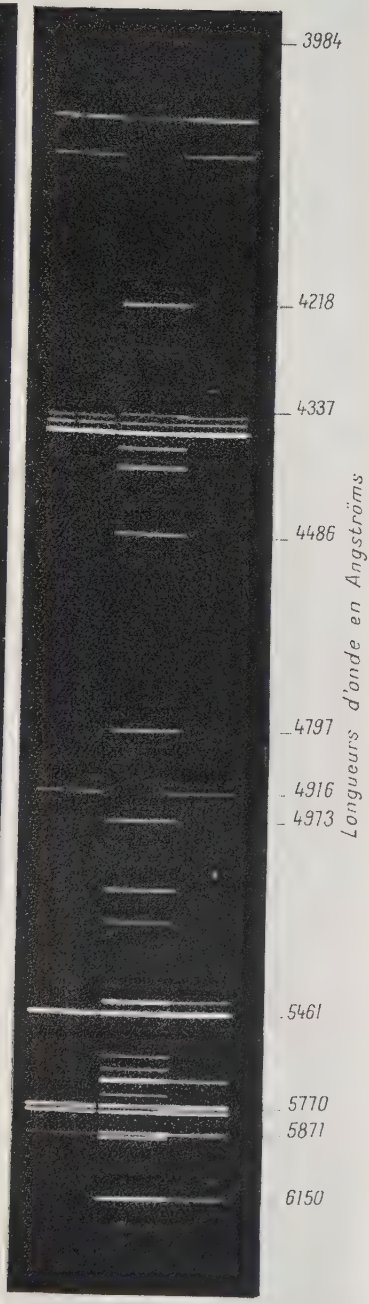

Fig. 20.

MASSON ET Cie, ÉDITEURS

gneusement dessécher l'atmosphère pour pouvoir atteindre des tensions qui n'étaient pas encore très élevées. Toutes les surfaces ont été soigneusement lavées à l'alcool et un mélange éther-alcool. Elles n'ont pas été essuyées ensuite et on a évité d'y porter les mains dans la suite des expériences.

Pour faire les réglages j'avais disposé un ensemble de condensateurs en diviseur de tension et l'observation à l'oscillographe cathodique permettait d'ajuster le moment de la décharge de façon à obtenir une charge correcte.

b) *Marche d'une expérience.* — Le rhéotor étant à la graduation o, c'est-à-dire aucune tension au primaire du gros transformateur, les entretiens des deux mutateurs étaient allumés (le dispositif d'allumage est une pointe métallique qui en s'inclinant sous l'action d'un électro-aimant, provoque un court-circuit à la surface du bain de mercure). Le transformateur qui fournit la tension qui déclenche la décharge est branché et on augmente lentement la tension au primaire du gros transformateur. On observe la courbe à l'oscillographe et par action sur le transformateur à champ tournant on amène l'instant de la décharge à se produire au moment convenable. Il suffit alors d'augmenter lentement la tension au primaire.

Etant donné le bruit des effluves et des petites étincelles que l'on pouvait entendre à différents endroits du circuit et même dans le transformateur, je me suis limité à une tension efficace de 52 000 volts soit une tension de crête de 73 600 volts environ.

Une série d'expériences est assez longue car malgré tout le soin apporté aux circuits d'entretien il arrive fréquemment qu'une décharge éteigne les mutateurs ; il faut alors arrêter tout et recommencer au début. L'allumage du mutateur n'est pas long en soi mais comme il est nécessaire de débrancher tout le dispositif avant de commencer une expérience (question d'isolement) la manœuvre demande quelques minutes, suivant les périodes il peut arriver jusqu'à deux ou trois extinctions pour une minute de fonctionnement.

c) *Mesure du champ.* — Cette mesure fut faite à l'aide du phénomène de polarisation rotatoire. Le liquide utilisé fut le sulfure de carbone. Une cellule fut construite et placée au centre de la bobine. Etant donné mon dessein d'étudier la dispersion du phénomène dans l'ultra-violet la cellule était formée de deux plaques de verre Corex A clair, séparés par de petites cales en verre de 0,8 mm. d'épaisseur ; le tout collé à la gomme arabique, qui est insoluble dans le sulfure de carbone.

Le montage optique comprend une source (que nous étudierons dans le chapitre suivant), un monochromateur Jobin-Yvon pour l'ultra-violet, un Glazebrook polarisateur, la cellule à sulfure de carbone, un système de plages, un Glazebrook analyseur. Derrière se trouve soit

l'œil, soit un amplificateur précédé d'une cellule photoélectrique suivant qu'il s'agit de lumière visible ou d'ultra-violet.

Le système de plages est formé de deux lames de quartz, l'une droite l'autre gauche, qui ont exactement la même épaisseur (elles ont été travaillées ensemble) et qui font tourner le plan de polarisation de la vibration de la même quantité soit à gauche, soit à droite. Une description un peu plus détaillée du principe des mesures optiques sera faite plus loin et précisera le fonctionnement du dispositif des plages.

La position de l'analyseur étant repérée en l'absence du champ magnétique l'angle dont il faut le faire tourner donne la valeur de l'angle dont a tourné la vibration.

La mesure a été faite avec l'ensemble des raies jaunes du mercure dont le centre de gravité était voisin de 5 824 Å et a donné un angle de 180° : si l'on prend comme valeur de la constante de Verdet $V = 1{,}255.10^{-5}$ cela donne un champ de 52 300 gauss.

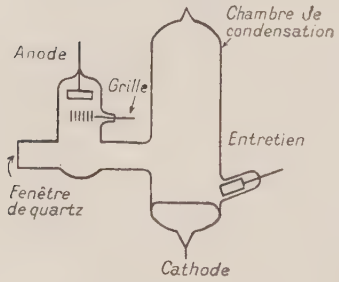

Fig. 18. — Mutateur source lumineuse.

Par application de la formule $H_m = 0{,}68\ V$, pour $V = 73\,600$ volts on trouve $H_m \# 50\,100$ gauss, ce qui est en bon accord avec le premier résultat.

d) *Source de lumière.* — La source de lumière qui doit produire des impulsions très brèves était conçue sur le modèle des mutateurs. Une cathode de mercure à la surface de laquelle se déplaçait une tache cathodique produite par un arc d'entretien, et une anode précédée d'une grille dans un bras coudé ; à l'extrémité du coude une fenêtre en quartz pour permettre le passage des rayons ultra-violets (fig. 18). La lumière est produite par la décharge d'un condensateur à travers le mutateur en court-circuit. Le contrôle était obtenu en envoyant sur la grille la tension provenant des bornes d'une faible résistance *r* placée dans le circuit de décharge de la grosse batterie. Cette résistance était un gros fil de laiton avec un contact mobile qui permettait d'ajuster la tension maximum.

Lors de la décharge principale, la différence de potentiel sur la grille du petit mutateur est portée à un potentiel positif ou négatif suivant que celle-ci est directe (M_1) ou inverse (M_2). Dans le cas M_2 rien ne se passe, mais dans le cas M_1 si la tension est suffisante pour débloquer le petit mutateur nous aurons un top lumineux. On déplace le contact mobile sur la résistance *r* jusqu'à ce que le déblocage soit obtenu. Dans ces conditions la décharge lumineuse se produit au

voisinage du maximum de champ magnétique. Cette décharge lumineuse est plus brève que la décharge principale puisqu'elle se produit en court-circuitant pratiquement le condensateur R # o, r # o et aussi parce que le petit mutateur est soigneusement refroidi par un courant d'air comprimé.

Par cette méthode j'obtenais 50 décharges lumineuses par seconde, déclenchées par la décharge principale au moment où le champ était maximum ; étant donné cette fréquence les mesures visuelles étaient aussi aisées que si l'arc avait fonctionné en courant continu. En réalité les mesures sont délicates car la décharge éteint souvent l'entretien : j'ai amélioré le fonctionnement en maintenant en permanence le long du verre à la hauteur de la surface de la cathode un conducteur provenant d'un appareil produisant des oscillations haute fréquence. Cela changeait un peu la répartition spectrale de la lumière mais améliorait beaucoup le fonctionnement.

Malgré cela il y avait parfois des décharges qui ne se produisaient pas et la lumière avait un aspect scintillant.

Le dispositif aurait pu fonctionner avec stabilité si j'avais pu me procurer un « triggatron » qui est un appareil en ampoule scellée qui permet de contrôler une décharge et qui est utilisé sur les radars. Mais un tel appareil n'était pas disponible et le modèle que j'avais fait fonctionnant dans l'air à la pression atmosphérique ne m'a pas donné satisfaction.

Cette méthode de décharge lumineuse brève m'a permis de produire avec une grande facilité les spectres d'ordre élevé du mercure que j'ai étudiés en détail et dont il est question au chapitre suivant.

III. — Etude des spectres du mercure en impulsion.

a) *Dispositif expérimental.* — J'ai utilisé en gros trois tubes différents : le premier était le petit mutateur dont il a été question précédemment, étant donné son manque de stabilité je ne l'ai employé que pour les expériences où il m'était indispensable et pour quelques spectres. Le deuxième était un arc à mercure Gallois à grande brillance type Bruhat utilisé dans deux montages différents : soit avec une bobine de Ruhmkorff qui produisait des impulsions de haute fréquence, soit dans un circuit de décharge de condensateur dont la tension de charge était élevée jusqu'au moment où la décharge se produisait d'elle-même. Le troisième était un arc Gallois à mercure à basse pression qui m'a donné des résultats beaucoup moins intéressants. Les montages étaient toujours semblables : un dispositif de charge de condensateur (redresseur et résistance en série) et l'arc aux bornes du condensateur. La décharge se produisait lorsque la tension

était suffisante ou lorsque on approchait un appareil produisant des impulsions en haute fréquence.

b) *Etude de spectres.* — J'ai observé les spectres dans le visible à l'aide d'un spectrographe de Hilger dont la dispersion était de 70 Angströms environ dans le jaune rouge et environ 14 Å dans le violet, pour un millimètre ; et pour déterminer les longueurs d'onde j'ai fait sur la même plaque un spectre d'arc au fer qui m'a permis de tracer une courbe de dispersion à très grande échelle et de repérer ainsi facilement les raies de l'arc au mercure. La détermination des raies permet de préciser encore le tracé de la courbe de dispersion ce qui fait que les raies de l'extrémité rouge sont déterminées avec une précision meilleure que 2Å et celle de l'extrémité violette à mieux que 0,5 Å près. Je donne ci-contre la reproduction de quelques spectres obtenus par cette méthode (fig. 19).

J'ai retrouvé toutes les raies classées par Ricard (12) avec des intensités parfois différentes et quelques raies qui ne se trouvent pas classées : ce sont les raies :

4 194,7 ; 4 335,2 ; 4 346 ; 4 355 ; 4 755 ; 4 843,5 ;

dont la longueur d'onde est connue à environ 0,5 Å près et qui sont probablement des raies de mercure III, soit deux fois ionisé.

Je ne reproduis pas ici le tableau des raies que j'ai obtenues puisqu'il y a très peu de différences avec celui de Ricard, cependant je signale que la méthode que j'ai utilisée permet d'obtenir avec une grande facilité les spectres d'ordre supérieur du mercure. Pour obtenir des spectres très foncés, des poses de l'ordre de quelques minutes sont suffisantes. Il serait même possible semble-t-il, d'après une communication de P. Lejay, L. Herman et Mme R. Herman (13), de séparer les différents ordres de spectres en isolant différents moments de la décharge.

c) *Influence de la self-induction du circuit de décharge.* — Lorsqu'on introduit dans le circuit de décharge une bobine de self-induction il se produit des modifications profondes dans le spectre. Lorsque le coefficient de self-induction croît, le spectre tend à devenir le spectre d'arc.

La plus grande partie des raies s'efface lentement lorsque le coefficient de self-induction croît ; cependant certaines raies passent par un maximum d'intensité et quelques-unes apparaissent. Par exemple : la raie 6 149,4 du mercure II, soit une fois ionisé, s'affaiblit quand le coefficient de self-induction croît. Cette raie est aussi intense que la raie verte lors de la décharge en court-circuit elle est déjà 10 fois moins intense avec une bobine de 0,0015 Henry et totalement disparue avec 0,1 H. Presque toutes les raies de HgII suivent le même sort : citons parmi les plus intenses les raies 3 984, 5 426, 5 871, 5 828

qui dans la décharge en court-circuit sont aussi intenses que les raies d'arc jaune ou verte et qui disparaissent pour une valeur de 0,1 Henry pour la self-induction du circuit de décharge (fig. 20).

L'évolution se fait en sens contraire pour les raies d'arc : elle est peu visible pour les raies très intenses mais remarquables pour les raies plus faibles, par exemple la raie 4 916 vert chou n'existe pratiquement pas sur les spectres en décharge directe ; dès l'introcdution d'une bobine de 0,0015 Henry elle apparaît et son intensité augmente avec le coefficient de self-induction du circuit de décharge. Le même phénomène se produit pour les raies 4 339 et 4 078 d'arc du mercure qui sont presque invisibles dans la décharge directe.

Les évolutions sont plus ou moins rapides dans le cas de la disparition ; la raie 4 488 de HgII a complètement disparu lorsque la self-induction du circuit de décharge est 0,0015 Henry, alors que la raie 4 797 de HgIII qui a la même intensité dans la décharge directe est encore visible sur le spectre obtenu dans le cas de 0,0015.

D'autres raies ont un comportement plus curieux. Par exemple, la raie 5 872 de HgI est inexistante sur les clichés obtenus par décharge directe ; lorsque le coefficient de self-induction croît son intensité passe par un maximum pour décroître et disparaître pratiquement dans le cas de 0,1 Henry de self-induction dans le circuit.

La raie 6 234 de HgI qui est assez intense dans les clichés obtenus en alimentant l'arc en continu n'apparaît sur aucun cliché en impulsions quelle que soit la self-induction du circuit.

Lorsqu'on fait une très courte pose de façon à n'obtenir que les raies très intenses : dans le cas d'un arc alimenté en continu, on obtient environ 9 raies : 4 046, 4 078, (4 104), 4 338, 4 347, 4 358, 4 916, 5 461, 5 770, 5 790, (6 234) Å. Les raies entre parenthèses sont extrêmement faibles par rapport aux autres.

Dans le cas de la décharge en court-circuit, on en obtient 15 environ : 3 984, 4 046, (4 077), 4 337, 4 347, 4 358, (5 196), 5 426, 5 461, 5 677, 5 770, 5 790, 5 871, 5 888, 6 149.

Lorsque l'arc est un arc à basse pression les phénomènes sont légèrement différents : on obtient en plus des raies de l'argon en petit nombre et surtout un fond continu très important : il est presque impossible de pointer des raies (1).

Dans le cas où seule l'élévation de la tension déclenche la décharge on obtient de très nombreuses raies mais certaines que l'on a très facilement avec l'arc à mercure liquide n'apparaissent pas : en particulier la raie 5 871 qui est une des plus intenses. Dans le cas où la décharge est déclenchée par des impulsions de haute fréquence le

(1) Ce phénomène a été signalé par M. Laporte dans les décharges qu'il réalise dans les gaz rares, en particulier le xénon.

spectre ne comprend pratiquement que les raies d'arc avec fond continu extrêmement important.

Remarques. — Dans la décharge nous obtenons une oscillation de haute fréquence, le condensateur formant avec l'arc allumé un circuit oscillant. L'oscillographe cathodique montre que la courbe qui représente la tension aux bornes du condensateur a une forme de sinusoïde amortie. Dans le cas de la décharge directe il n'est pas possible même à la plus grande vitesse de balayage de séparer les arches de cette sinusoïde même sur le trajet de retour du spot. Lorsqu'on introduit une bobine de self-induction la période de l'oscillation est calculable ; le condensateur étant de $0{,}25\ 10^{-6}$ farad avec 0,0015 H la fréquence est de 8 200 environ, avec 0,1 H la fréquence est de 1 000 environ.

Lorsque la décharge est directe, la self-induction du circuit est de l'ordre du microhenry car une self-induction de 20 microhenry donne des phénomènes déjà très différents. En admettant $L = 10^{-6}$ H il vient $N = 320\,000$, ce nombre est sûrement très inférieur à la réalité car la durée totale d'une impulsion lumineuse est inférieure ou tout au moins de l'ordre de la moitié de cette période.

On s'en rend compte de la façon suivante. Une hélice en bois sur laquelle est peinte une graduation est entraînée par le moteur synchrone tournant à 1 500 tours minute, son rayon est de 30 cm., elle est éclairée par les impulsions et l'on pointe la graduation avec un viseur. Les traits sont nets et peuvent être pointés à mieux que 1/10 de millimètre près ; cela correspond à une durée d'éclairement de l'ordre de 2 microsecondes.

L'intensité qui parcourt le circuit de décharge est inversement proportionnelle à la racine carrée de la self-induction du circuit comme nous avons vu dans la première partie ; on conçoit qu'elle devienne très élevée lorsque ce coefficient devient très petit. Dans le cas d'une tension maximum de l'ordre de 120 volts que j'ai utilisé couramment si l'on admet 1 microhenry comme self-induction totale cela donne une intensité maximum de l'ordre de 600 ampères.

On conçoit facilement qu'avec une telle densité d'électrons l'excitation soit très importante et qu'on obtienne facilement des spectres d'ordre élevé. En augmentant la capacité et la tension il est peut-être même possible d'obtenir des ordres supérieurs à celui du mercure IV soit trois fois ionisé. Il faudrait évidemment réaliser des tubes plus résistants et ne pas utiliser les arcs standards qui chauffent déjà beaucoup lors d'un fonctionnement prolongé.

Une explication possible pour l'évolution de l'intensité des raies m'a été suggérée par M. L. Bloch. Les raies dont l'intensité diminue avec la self-induction du circuit de la décharge sont les raies d'arc ; on peut même envisager le moment où elles disparaîtront pratiquement des clichés : ceci peut s'expliquer par le fait que la densité

d'électrons est telle que les atomes ionisés n'ont pas le temps de revenir à leur état fondamental mais sont excités à nouveau avant de retomber à l'état neutre.

D'autre part lorsque l'intensité s'annule elle le fait très brusquement et les raies d'arc qui sont émises à ce moment sont de faible durée, donc leur intensité sur la plaque est très faible.

Cette hypothèse pourrait se vérifier en cherchant à produire et étudier le spectre des différents instants de la décharge.

IV. — Mesure de la dispersion de la polarisation rotatoire magnétique.

a) *Montage optique.* — Ayant mesuré le champ à l'aide du phénomène de polarisation rotatoire j'ai utilisé le même montage pour étudier la dispersion de ce phénomène dans l'ultra-violet dans le cas du sulfure de carbone. Le montage optique a été déjà décrit rapidement. La source lumineuse produit des tops devant un monochromateur Jobin et Yvon pour l'ultra-violet à prismes de quartz et miroirs aluminés. Un Glazebrook polariseur donne une vibration rectiligne. La cellule contenant le sulfure de carbone a une épaisseur de 0,8 mm. qui est nécessaire pour ne pas avoir une trop grande absorption dans l'ultra-violet. Avec cette épaisseur le flux lumineux incident est divisé par 10 pour les radiations voisines de 2 700 Angströms. Derrière se trouve un système de deux plages de quartz droit et gauche de même épaisseur et l'analyseur. Lorsque le récepteur est la cellule photoélectrique suivie d'un amplificateur et d'un galvanomètre balistique le galvanomètre ne dévie pas lorsque l'on substitue une plage à l'autre sur le trajet du faisceau si l'analyseur pointe la vibration incidente. Lorsque l'analyseur fait un angle petit α avec la direction de la vibration, la substitution d'une plage à l'autre donne au galvanomètre une élongation qui, pourvu que α soit petit, est proportionnelle à α. On voit qu'il est facile par cette méthode de déterminer l'azimut d'une vibration.

J'insisterai sur l'amplificateur. C'est une transformation de l'amplificateur Bruhat-Guinier (14) indiquée par Blanc-Lapierre dans sa thèse (15). Son schéma se trouve ci-contre (fig. 21).

La cellule photoélectrique est une cellule Pressler au sodium dont je m'étais déjà servie pour des mesures de biréfringence (Dispersion de l'effet Kerr du CS^2 dans l'ultra-violet) (11). Dans le circuit de sa cathode se trouve une résistance élevée : résistance SS White interchangeable de 10^{10}, 10^{11} et 10^{12} ohms.

La différence de potentiel qui apparaît aux bornes de cette résistance est reportée sur la grille d'une lampe électromètre Philips. Dans

le circuit plaque de cette lampe se trouve une résistance de 12 000 ohms et les variations de potentiel aux bornes de cette résistance font dévier un galvanomètre balistique. Le galvanomètre a une borne reliée par l'intermédiaire d'un condensateur de 150 microfarads à la plaque et l'autre à un point variable sur un potentiomètre placé aux bornes de la batterie de tension plaque de la lampe électromètre ceci pour avoir la plus petite différence de potentiel possible entre les deux bornes, et éviter le courant de fuite qu'on ne peut éviter complètement.

Le galvanomètre était un galvanomètre balistique A. O. I. P. de résistance interne 3 000 ohms et de période 12 secondes.

Pour faire varier la sensibilité on pouvait soit changer la résistance d'entrée, soit faire varier la tension appliquée à la cellule. Cette dernière était prise aux bornes d'un potentiomètre placé aux extrémités d'une batterie de 240 volts 500 AH et pour plus de stabilité il y avait directement à l'entrée de l'amplificateur une batterie de condensateur de 72 microfarads.

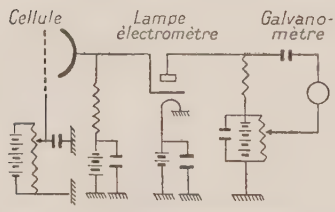

Fig. 21. — Schéma de l'amplificateur à cellule photoélectrique.

Pour augmenter la stabilité j'ai placé à toutes les sources de tension : tension filament, tension de polarisation, tension de plaque, de grosses capacités (1 000 à 3 000 microfarads) sous forme de condensateurs électrolytiques qui stabilisent et absorbent toutes les variations brusques.

Après dessèchement soigné de la boîte qui contient l'ensemble de la cellule, de la lampe électromètre, et des batteries de piles qui fournissent les tensions de polarisation et de plaque de la lampe électromètre, j'ai obtenu une stabilité acceptable aux potentiels de cellules les plus élevées que j'ai atteintes (quelques fractions de volts inférieurs à la tension d'illumination de la cellule) et même avec la résistance de 10^{12} ohms.

Dans la journée il se produisait toujours des impulsions désordonnées du spot du galvanomètre (la cellule étant dans l'obscurité). Ces impulsions atteignaient parfois plusieurs centimètres d'amplitude. Je n'ai pu trouver d'explication certaine de ce phénomène sans doute due aux autres travailleurs du laboratoire, au mouvement des voitures dans la rue, etc... Par contre au milieu de la nuit les grandes impulsions étaient extrêmement rares (de l'ordre de une par minute) et les petites inférieures au millimètre : parfois même le spot restait strictement immobile pendant plusieurs minutes de suite, la cellule étant éclairée par un flux très faible. Ces remarques ont trait évidemment

à la tension maximum de cellule que j'ai atteinte ; lorsque celle-ci était plus faible, la stabilité était satisfaisante même dans la journée.

Le fait que la source lumineuse est une source en impulsions n'a pas entraîné d'instabilité supplémentaire. Les essais de l'amplificateur ont été faits d'abord avec un arc en continu puis avec un arc en impulsions, les résultats ont été les mêmes. La constante de temps est telle que tout se passe comme si la source était continue.

b) *Méthode de mesure.* — Elle a été décrite en détail dans de précédentes publications (11). Je rappelle cependant rapidement le principe. Nous avons une vibration rectiligne qui traverse un système de plages avant de se rendre sur l'analyseur et la cellule photoélectrique. L'une des plages fait tourner la vibration de $+ a$ et l'autre $- a$. Si l'analyseur fait un angle α avec la position d'extinction la substitution de la plage $- a$ à la plage $+ a$ entraîne une variation de l'intensité lumineuse qui tombe sur la cellule, donc une impulsion du galvanomètre ; la substitution inverse donne au galvanomètre l'impulsion inverse. Cette impulsion est proportionnelle à l'angle α à condition que celui-ci soit petit.

Il est alors facile de prendre un certain nombre de positions de l'analyseur et de substituer les plages. A chaque position correspond une déviation balistique du galvanomètre. En traçant la courbe, qui est une droite, représentant les variations de ces déviations en fonction de l'angle il est facile de prendre l'intersection avec l'axe des angles et de déterminer ainsi la position d'extinction de l'analyseur.

Pour faire les réglages des différents appareils j'ai remplacé le mutateur par un arc au mercure fonctionnant sur courant continu. J'ai ainsi déterminé les positions d'extinction de l'analyseur par ses deux angles (à 180° l'un de l'autre) pour éliminer les erreurs d'excentricité et j'ai étudié la largeur des fentes d'entrée et de sortie du monochromateur afin d'avoir le maximum de lumière avec le maximum de définition dans les différentes régions du spectre utilisé. Quand il y avait plusieurs raies j'ai calculé leur centre de gravité optique approximatif et c'est ce nombre que l'on trouvera dans les tableaux qui suivent.

c) *Résultats.* — J'indique dans le tableau suivant les différents angles obtenus pour les groupes de radiations indiquées.

λ	α	V		
5 824	180′	1,255. 10^{-5}	C.	G. S.
5 444	215′	1,50	»	»
4 348	360′	2,51	»	»
4 075	430′	3,0	»	»
3 660	550′	3,9	»	»
2 768	1 410′	9,8	»	»
2 700	1 600′	11,2	»	»

Les angles sont indiqués en minutes d'arc et le calcul de la constante V de Verdet est fait d'après la formule :

$$\alpha = V.\, l.\, H$$

où α est en radians, l en centimètres et H en gauss.

Ici la longueur de la cellule est 0,8 mm. on peut admettre avec une grande précision que le champ est uniforme dans ce petit volume.

La dispersion peut être calculée en éliminant le champ ; le rapport des constantes de Verdet étant égal au rapport des angles.

Cependant la première mesure a servi à calculer le champ. La constante V a été prise pour le groupe de radiation de centre de gravité 5 824 Å égale à $1{,}25.10^{-5}$ C. G. S. en interpolant d'après les valeurs trouvées dans les tables de constantes. La variation avec la température est assez rapide, aussi j'ai admis que la température du sulfure de carbone était voisine de 20° température supérieure à celle de la salle, mais qui devait être voisine de celle qui régnait au centre de la bobine qui ne chauffait pas beaucoup comme il a été remarqué précédemment.

Pour éviter les erreurs je suis d'ailleurs revenu en arrière et ai recommencé les mêmes expériences à différents moments et j'ai toujours trouvé les mêmes nombres, compte tenu de la dispersion inévitable due aux erreurs et dont il sera question plus loin. Dans ces conditions il vient pour cette série d'expériences :

$$H = \frac{180.2{,}91.10^{-4}}{0{,}08.1{,}25.10^{-5}} = 52\,300 \text{ gauss.}$$

d) *Précision des mesures.* — Les positions de l'analyseur donnant l'extinction sont connues par l'intersection d'une droite avec l'axe des angles, lorsque l'on trace la droite qui représente les variations de l'amplitude du déplacement du spot du galvanomètre en fonction de l'angle α sur la division circulaire qui porte l'analyseur.

J'ai pris quatre points pour définir ces droites chaque point étant connu par des moyennes faites sur une dizaine de lectures. Ces mesures sont longues et délicates car elles doivent être faites très rapidement étant donné l'instabilité du système de décharge. Il est arrivé fréquemment que pendant une série de déplacements du système de plages les entretiens des gros mutateurs et celui du petit (source lumineuse) se soient éteints plusieurs fois. Dans les périodes de stabilité des entretiens il faut faire vite et la précision des lectures s'en ressent évidemment.

De plus lorsque les entretiens sont éteints la manœuvre de rallumage est longue et les différents potentiels des sources d'alimentation de l'amplificateur, surtout celui de la cellule photoélectrique ont le temps de varier et il y a parfois de légères différences dans la suite de nombres trouvés.

Par exemple (les nombres sont des millimètres lus sur l'échelle) on lit 28, 30, 30 extinction, allumage; 25 extinction, rallumage; 27, 26 extinction, rallumage 30, 31, 30, 28. Lorsque je prends 28,5 comme moyenne en stricte rigueur ce nombre est connu à 12 o/o près environ. Il y a cependant de grandes chances qu'il soit plus précis que cela. C'est d'ailleurs ce que vérifie le tracé des droites sur lesquelles les quatre points s'alignent bien avec des écarts presque toujours inférieurs à 5 o/o.

Pour les radiations de 0,366 à 0,582 micron l'amplification est telle que la substitution d'une plage à l'autre pour deux positions de l'analyseur distantes de 1° donne deux élongations du spot dont la différence, variable suivant la longueur d'onde, est en moyenne de 10 cm. Pour tracer une droite je prends quatre points séparés de 1°, 2° et 1°; une erreur de 5 o/o sur les données entraîne alors une erreur de $\pm$ 6 minutes, comme permet de le prévoir le graphique.

On peut considérer que les valeurs indiquées pour les rotations sont connues à 3,3 o/o près pour $\lambda = 5\,824$ Å, à 1 o/o près pour 3 660. Pour le calcul de la constante de Verdet j'ai admis que le champ ne variait pas au cours d'une série d'expériences mais la tension du secteur peut varier et bien que je n'aie pas observé à l'électromètre Abraham-Villard de variations de tensions supérieures à 1 o/o il est possible que l'incertitude sur la valeur du champ soit plus grande. En moyenne les valeurs de V semblent connues à 5 o/o près. La précision que l'on a meilleure pour les rotations dans le cas des longueurs d'ondes faibles ne donne pas une grosse augmentation pour la constante de Verdet puisque les valeurs sont déterminées par rapport à celle obtenue pour $\lambda = 5\,824$.

Pour les radiations de centre de gravité 2 760 et 2 700 l'amplification doit être beaucoup plus poussée d'où une instabilité plus grande de l'amplificateur et une précision moins bonne.

Les amplitudes du spot comparables aux précédentes ne peuvent être considérées comme exactes qu'à 20 o/o près après tracé des droites. Ce qui donne une précision sur l'angle de l'ordre de 20′, soit 2 o/o. En définitive on peut admettre que l'ensemble des valeurs de V est déterminée à 5 o/o près environ.

e) *Vérification.* — Etant donné la grandeur du phénomène j'ai repris les mêmes mesures avec une cellule analogue et un électro-aimant alimenté par la batterie de 120 volts 3 000 AH du labo. Les pièces polaires de cet électro-aimant sont percées ce qui permet de faire les mesures commodément, cela oblige par contre à avoir un assez grand entrefer pour avoir un champ assez uniforme. La source de lumière était un arc Gallois-Bruhat fonctionnant sur la même batterie de 120 volts.

La mesure du champ fut faite à l'aide d'un fluxmètre et d'une bobine dont la surface totale était de 28 cm^2, la déviation moyenne du

fluxmètre était de 13 divisions valant chacune 23 200 Maxwells. Cela donne un champ magnétique de 11 100 gauss environ.

J'ai obtenu les rotations suivantes :

λ	α	V
5 780	39'2	$1{,}28.10^{-5}$ C. G. S.
5 461	44'5	1,45 » »
4 916	57'	1,86 » »
4 348	78'	2,54 » »
4 075	91'	2,97 » »
3 660	121'	3,95 » »
2 754	306'	10 » »
2 700	330'	10,8 » »

La valeur de V admise pour 5 780 est prise d'après interpolation des nombres trouvés dans la table des constantes. L'application de la formule donne une bonne vérification. En effet :

$$V = \alpha/lH = 39{,}2 \times 2{,}91\ 10^{-4}/0{,}08 \times 11\ 100 = 1{,}29.10^{-5}.$$

Précision des mesures : les mesures sont ici plus précises que dans le premier cas car d'une part la stabilité de l'ensemble est plus grande et on a tout le temps désirable pour exécuter les mesures avec soin. Dans le cas des radiations visibles et proche ultra-violet les déviations du spot du galvanomètre peuvent être connues à mieux que 4 o/o près et les points s'alignent sur une droite avec des écarts presque toujours inférieurs à 1 o/o, ce qui donne pour une même amplification (100 mm. pour 60 minutes) une erreur de 0,6 sur la valeur de l'angle, soit une précision sur l'angle qui varie entre 1,6 o/o pour 5 780 Å et 0,5 o/o pour 3 660 Å. Ici le champ magnétique est constant. Il y a bien l'échauffement de l'électro-aimant mais en interrompant fréquemment le courant et en laissant refroidir la température reste au voisinage de la température ambiante, comme l'indique le fait que l'ampèremètre placé sur le circuit d'alimentation de l'électro-aimant ne varie pas du début à la fin d'une série d'expériences. La précision est donc en moyenne de 3 o/o.

La précision dans le rapport de deux valeurs de V augmente lorsque la longueur d'onde diminue, ainsi l'erreur dans le rapport

$$V_{3660}/V_{4048} = 121/91 = 1{,}33 \text{ inférieure à } 1 \text{ o/o}.$$

Pour les radiations ultra-violettes les mesures sont moins précises étant donné qu'il faut augmenter l'amplification, l'erreur est sensiblement multipliée par 5 ce qui donne une précision sur l'angle d'environ 1 o/o et sur V de 3 o/o.

f) *Courbe représentative.* — Si on ajoute aux mesures indiquées

les mesures faites dans l'infra-rouge (16) on obtient un ensemble de valeurs de V qui est indiqué dans le tableau qui suit et dont la courbe représentative est tracée sur la figure 22. Il y a grande analogie entre cette courbe et celle qui représente les variations de n (17). Les expériences ne permettent pas de voir s'il se produit au voisinage de la bande d'absorption une anomalie analogue à celle indiquée pour n, il faudrait reprendre les mesures avec une cellule encore plus mince pour pouvoir avoir suffisamment de lumière au voisinage de 3 000 A. Dans l'ensemble, assez loin de la bande d'absorption, les valeurs de V satisfont à une formule de la forme

$$V = k/(\lambda^2 - \lambda_0^2).$$

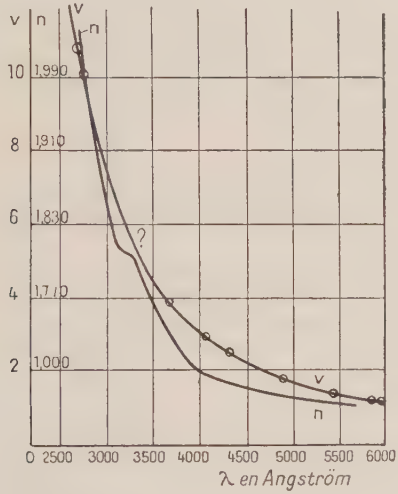

Fig. 22. — Variations de V constante de Verdet en fonction de la longueur d'onde ainsi que les variations de n, indice de réfraction.

En traçant la courbe qui représente les variations de $1/V$ en fonction de λ^2 on doit trouver une droite, ce que l'on vérifie assez bien, cela permet de déterminer la valeur de λ_0 et celle de la constante de k. J'ai trouvé :

$$\lambda_0 = 1{,}95 \qquad \text{et} \qquad k = 3{,}79 \cdot 10^{-4}.$$

Si l'on exprime λ en dixièmes de microns.

Dans le tableau ci-après j'indique les valeurs de V mesurées et les valeurs calculées à partir de la formule :

$$V = 3{,}79 \cdot 10^{-4}/(\lambda^2 - 1{,}95^2)$$

λ étant exprimé en dixièmes de microns.

λ	20	15	10	8	6	5,893	5,824	5,780	5,461
10^5V mesuré.	0,0902	0,169	0,392	0,623	1,15	*1,23*	*1,25*$_5$	1,28	1,45
10^5V calculé.	0,095	0,171	0,394	0,63	1,17	1,23	*1,25*$_5$	*1,28*	1,46

λ	5,444	4,916	4,348	4,075	3,66	2,76	2,754	2,7
10^5V mesuré.	1,5	1,86	2,51 2.54	3,0 2,97	3,9 3,95	9,8	10	11,2 10,8
10^5V calculé.	1,47	1,86$_5$	2,53	2,96	3,95	9,96	10,1	10,9

Nous voyons qu'aux erreurs d'expériences près les nombres trouvés satisfont bien à la formule indiquée.

V. — Mesure de dispersion de la biréfringence magnétique.

a) *Montage optique.* — J'ai voulu vérifier si la dispersion du phénomène de biréfringence magnétique était analogue à celle du phénomène de biréfringence électrique et l'expérience a confirmé l'ana-

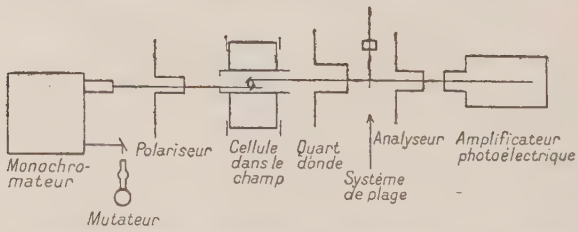

Fig. 23. — Montage optique pour les expériences de biréfringence.

logie. Il faut ici observer à 90° du champ magnétique. J'ai donc placé une petite cellule remplie de sulfure de carbone dans la bobine munie de deux fragments de miroirs aluminés sur la face antérieure de façon à ce que le faisceau traverse la cellule perpendiculairement au champ. En plus se trouve sur le trajet du faisceau à la sortie de la cellule à sulfure de carbone le quart d'onde en quartz Bruhat-Weil qui transforme la vibration elliptique en vibration rectiligne dont le pointé selon la méthode indiquée précédemment donne l'ellipticité (fig. 23).

Le faisceau ainsi obtenu est très étroit, il est très difficile de faire le réglage ; il n'y a pas beaucoup de lumière, les mesures en sont rendues plus délicates. Il vaudrait mieux mettre deux bobines en parallèle ou en série et placer la cellule entre les deux. La difficulté sera alors de faire un montage rigide car lors de la décharge les deux bobines sont violemment attirées l'une vers l'autre.

b) *Principe des mesures.* — Nous avons vu que la mesure se réduit à une mesure de rotation de l'analyseur.

En effet, l'introduction des réflections métalliques ne provoque pas de grands changements dans l'état de polarisation de la lumière, comme il est facile de le voir.

Considérons un miroir aluminé et un pinceau de lumière tombant sous l'incidence de 45° vibrant à 45° du plan d'incidence. Cette vibration se décomposera en deux vibrations a et b situées l'une dans le plan d'incidence, l'autre perpendiculaire à celui-ci et d'amplitudes égales. Après réflection on obtient les deux intensités a_1 et b_1 données par les relations connues

$$a_1 = -\,a\,\frac{\operatorname{tg}(i-r)}{\operatorname{tg}(i+r)} \qquad b_1 = -\,b\,\frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)}$$

dans lesquelles i et r sont les angles d'incidence et de réfraction reliés par les équations :

$$n \sin r = \sin i \qquad n \cos r = \sqrt{n^2 - \sin^2 i}$$

dans lesquelles n est l'indice imaginaire $n = \nu - j\varkappa$ (où j est $\sqrt{-1}$). Dans le cas présent $i = \pi/4$ d'où :

$$\sqrt{2}n \sin r = 1 \qquad \sqrt{2}n \cos r = \sqrt{2n^2 - 1}.$$

Nous en déduisons $\operatorname{tg} r = 1/\sqrt{2n^2 - 1}$ et comme le rapport $\frac{\varkappa}{\nu}$ est grand (de l'ordre de 10) nous ferons des développements en fonction de $\frac{\nu}{\varkappa}$ en négligeant les termes d'ordre supérieur au premier.

Nous aurons alors :

$$\sqrt{2}\operatorname{tg} r = 1/\sqrt{\nu^2 - \varkappa^2 - 2j\nu\varkappa - 1}$$

soit :

$$\sqrt{2}\ \operatorname{tg} r = 1/j\varkappa\sqrt{1 + 2j\,\frac{\nu}{\varkappa} + \frac{\nu^2 - 1}{\varkappa^2}} \# 1/j\varkappa$$

il vient alors :

$$\frac{a_1}{b_1} = \frac{1 - \operatorname{tg} r}{1 + \operatorname{tg} r} \# \frac{\varkappa\sqrt{2} - j}{\varkappa\sqrt{2} + j}$$

$$\frac{a_1}{b_1} \# \frac{2\varkappa^2 - 2j\varkappa\sqrt{2} - 1}{2\varkappa^2} \# 1 - j\,\frac{\sqrt{2}}{\varkappa}.$$

Ceci montre que les vibrations réfléchies ont entre elles un déphasage égal à β donné par $\operatorname{tg}\beta \# \frac{\sqrt{2}}{x}$ donc très petit et que les axes de l'ellipse ont tourné d'un angle très petit (du second ordre en $1/x$) par rapport à la direction de polarisation à 45° du plan d'incidence.

Si nous prenons alors la représentation de Poincaré (18) (fig. 24) la vibration incidente représentée par le point A sur l'équateur sera transformée par le premier miroir en une vibration B située sur un méridien infiniment voisin de celui de A et faisant un angle $b_1\widehat{OB}$ égal à 2β. La traversée de la cellule à sulfure de carbone donnera une vibration elliptique représentée par le point C tel que l'angle $\widehat{BOC}$

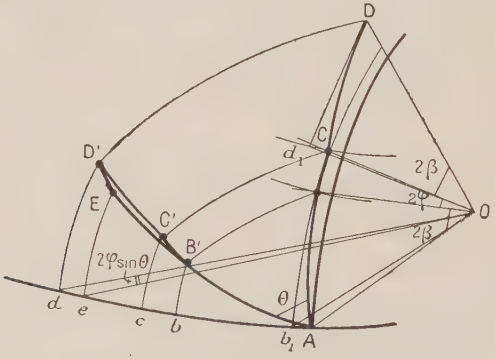

Fig. 24. — Sphère de Poincaré.

soit égal à 2φ, φ étant l'ellipticité provoquée par l'action du champ magnétique sur le sulfure de carbone. Etant donné que le point B est presque sur le méridien de A l'arc de cercle BC est pratiquement confondu avec le méridien de B. La réflection sur le second miroir déplace le point C jusqu'en D ; la transformation CD étant égale à la transformation AB. A la sortie de la bobine la vibration est donc représentée par le point D.

Le quart d'onde rabat le point D en un point D' par une rotation autour de A, qui serait égale à 90° si la lame était quart d'onde rigoureusement, mais elle ne l'est que pour les radiations ultra-violettes lointaines et pour le visible l'angle de rotation n'est que de 60° environ. L'analyseur pointe alors la vibration elliptique D' et donne la position du grand axe, soit d. Comme tous les angles sont petits, la figure entière tracée sur la sphère peut être considérée comme tracée sur le plan tangent en A et le contour curviligne ABCD comme un contour polygonal rectiligne.

En l'absence de champ magnétique (cas du réglage) l'analyseur pointe la vibration représentée par le point *e* obtenue en menant B'E parallèle à C'D'; lorsque le champ magnétique agit, l'analyseur pointe la vibration représentée par *d*, nous voyons qu'au second ordre près, la grandeur de ED' soit celle de B'C' est donnée par $\widehat{ed}/\sin\theta = 2\varphi$.

c) *Résultats.* — Etant donné la petitesse des angles et la faible stabilité je n'ai fait de mesure que pour les radiations 3 660 Å, 2 760 Å et 2 700 Å. Comme la cellule est extrêmement petite j'ai admis la valeur du champ dans l'ensemble du sulfure de carbone égale à la valeur mesurée à l'aide d'un phénomène de polarisation rotatoire et j'ai calculé la valeur de la constante C par la formule :

$$\varphi = \pi\, C l H^2$$

d	3 660	2 760	2 700
φ	+ 3′	— 9′	— 12′
C′	$1{,}03 . 10^{-12}$	$-\ 3{,}1 . 10^{-12}$	$-\ 4{,}1 . 10^{-12}$

La constante change de signe de part et d'autre de la bande d'absorption comme le faisait la constante de Kerr.

d) *Précision des mesures.* — J'ai utilisé pour ces mesures la résistance de 10^{12} ohms dans l'amplificateur au lieu de celle de 10^{11} ohms dans la série précédente. En prenant de grandes précautions et en particulier en faisant toutes les expériences en pleine nuit j'ai réussi à avoir une stabilité convenable. Dans ces conditions les amplitudes mesurées sont environ 8 fois plus grandes que dans les expériences précédentes avec une stabilité comparable. La précision est donc 8 fois meilleure.

On peut donc dire que la valeur de l'ellipticité est connue pour 3 660 Å à 0,75 minute près et pour 2 760 Å et 2 700 Å à 2′ près. J'ai essayé à titre de vérification, et pour me rendre compte de la précision effective, de mesurer la biréfringence pour le groupe 5 444 Å. La mesure m'a donné 1′3. Il est évident qu'elle ne signifie pas grand chose étant donné que la précision calculée est voisine de 100 o/o, ce qui montre que l'on doit s'attendre à beaucoup plus de précision que semble n'en comporter les calculs d'erreurs. Ceci est dû principalement au fait que le tracé des droites, qui permet de déterminer les positions d'extinction de l'analyseur, permet aussi de corriger les erreurs accidentelles de pointé et d'en faire une moyenne plus exacte que celle obtenue par le calcul. La précision sur la valeur de C dépend aussi de la précision sur le champ magnétique, nous la supposerons comme dans le cas précédent de l'ordre de 1 o/o cela nous donnera pour la radiation 3 660 Å une précision sur C de 25 o/o et pour les radiations 2 760 et 2 700 Å de l'ordre de 20 o/o. Ces valeurs sont très fortes, mais comme il a été remarqué plus haut la précision

est nettement supérieure à cela et d'après les recoupements me semble être de l'ordre de 7 à 8 o/o.

e) *Représentation graphique.* — J'ai tracé la variation de la constante sur le graphique de la figure 25 mais au lieu de la représentation usuelle, j'ai porté λ/C en fonction de λ^2. D'après Servant cette courbe doit être une droite. On voit que les points du visible et du proche ultra-violet semblent bien satisfaire à cette loi. Cependant les points situés de l'autre côté de la bande d'absorption sont placés dans un ordre inverse et surtout beaucoup trop en dessous de la droite.

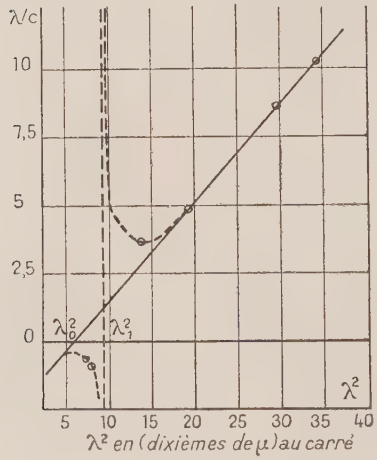

Fig. 25. — Variations de λ/C en fonction de λ^2.

Ce même phénomène se produisait d'ailleurs dans le cas de la constante de Kerr. Il est possible d'envisager une forme de courbe qui passerait par tous les points, c'est celle tracée en pointillés ; elle est de la forme :

$$\lambda/C = A(\lambda^2 - \lambda_0^2) + \frac{\varepsilon}{\lambda^2 - \lambda_1^2}$$

la valeur du terme correctif $\varepsilon/(\lambda^2 - \lambda_1^2)$ serait négligeable dès que λ serait différent de λ_1 ; mais au voisinage, celui-ci aurait la prépondérance et le premier serait négligeable. Cette façon de voir évite d'ailleurs le passage à l'infini de la constante que donnerait la formule de Servant pour la valeur $\lambda = \lambda_0$.

Il est d'autre part évident qu'en augmentant le nombre des paramètres dans la formule on arrive à suivre de plus près les phénomènes.

J'ai calculé les valeurs de A et de ε à partir de la pente de la droite de Servant et du point $C = 4{,}1 \cdot 10^{-12}$ pour 2,7 (dixième de micron), la valeur de λ_0 est déterminée par l'intersection de la droite avec l'axe des λ^2 et celle de λ_1 par la position que l'on peut donner à l'asymptote verticale. Cette position donne $\lambda_1 = 0{,}310\ \mu$ environ ce qui correspond bien au maximum de la bande d'absorption $\lambda = 0{,}322\ \mu$.

$$A = 3{,}8 10^{16} \qquad \varepsilon = 2{,}71 \cdot 10^{-3}$$
$$\lambda_0 = 2\,480\ \text{Å} \qquad \lambda_0^2 = 6{,}2 \cdot 10^{-10}$$
$$\lambda_1 = 3\,070\ \text{Å} \qquad \lambda_1^2 = 9{,}4 \cdot 10^{-10}$$

Le tableau ci-dessous donne les valeurs mesurées et les valeurs calculées à l'aide de la formule indiquée.

	5 780	3 660	2 700	2 700
10^{12}C mesuré . .	0,56	1,0_3	— 3,0_8	— 4,1
10^{12}C calculé . .	0,55_5	1,0_7	— 3,1	— 4,1

On voit que l'accord est remarquable. L'imprécision des valeurs de G mesurées diminue cependant un peu la valeur de cet accord.

Remarque. — Une formule semblable peut être donnée pour l'effet Kerr et le tableau ci-dessous résume ces résultats.

	5 461	4 348	4 075	3 660	2 754	2 700
10^{7}B mesuré. . .	3,63	5,02	6,2	7,5	— 47	— 57
10^{7}B calculé. . .	3,63	5,3	5,95	7,38	— 47	— 57

avec dans ce cas :

$$A = 6{,}36 \cdot 10^{10} \qquad \lambda_0 = 2\,490\ \text{Å}$$
$$\varepsilon = 1{,}77 \cdot 10^{-9} \qquad \lambda_1 = 2\,970\ \text{Å}$$

CONCLUSIONS

1. J'ai conçu et réalisé un montage permettant d'obtenir des impulsions brèves de champ magnétique intense (durée voisine de 15 microsecondes) et répétées à une fréquence égale à 100, pour pouvoir être synchronisé facilement sur le secteur alternatif. Ceci est obtenu en chargeant et en déchargeant périodiquement une batterie de condensateurs dans une bobine de telle façon que la décharge soit oscillante et que le courant soit interrompu après la première demi-période.

J'ai étudié les différents modes de charge et établi les abaques permettant de construire les bobines donnant les meilleurs rendements.

2. J'ai mesuré le champ obtenu en utilisant le phénomène de polarisation rotatoire et pour cela j'ai construit un tube à vapeur de mercure permettant d'obtenir des impulsions très brèves de lumière (quelques microsecondes). J'ai étudié le spectre visible émis par ce tube et constaté qu'on obtenait par cette méthode des spectres d'ordre élevé du mercure avec grande facilité.

3. J'ai étudié la dispersion du phénomène de polarisation rotatoire du sulfure de carbone dans l'ultra-violet pour les radiations voisines de 2 700 Å où le sulfure de carbone présente une bande de transparence relative. J'ai vérifié les résultats obtenus à l'aide d'un montage qui comprenait un électro-aimant à fer. La courbe qui représente les variations de la constante V ressemble beaucoup à celle qui représente

les variations de l'indice de réfraction du sulfure de carbone en fonction de la longueur d'onde.

4. J'ai étudié la dispersion du phénomène de biréfringence magnétique dans la même région et vérifié l'analogie qu'il présente avec le phénomène de biréfringence électrique.

Pour ces deux derniers phénomènes je propose une formule qui rend compte de la dispersion aux erreurs d'expériences près.

Je tiens à rendre hommage ici à la mémoire de M. G. Bruhat, qui a suscité et encouragé ce travail et dont les conseils m'ont été précieux.

Que M. Pauthenier veuille bien trouver aussi l'expression de ma reconnaissance pour les conseils dont j'ai tiré le plus grand profit, tout au long de la réalisation de mes montages, ainsi que MM. Rocard, Kastler et Baurand dont l'aide ne m'a jamais fait défaut.

Je remercie aussi tous mes collègues et mes camarades avec lesquels des discussions amicales m'ont souvent permis de préciser des points importants, ainsi que tous les collaborateurs du Laboratoire, pour leur aide matérielle.

BIBLIOGRAPHIE

(1) Fabry. — *Journal de Physique*, **9**, (1910), 129.
(2) *Le Grand électro-aimant de l'Ac. des Sc. Sa construction et son installation.*
(3) Kapitza. — *Proceedings Royal Society*, A **105**, (1924), 691 ; A **106**, (1924), 602.
(4) Kapitza et Stonner. — *Proc. Roy. Soc.*, A **109**, (1925), 227.
(5) Cockcroft. — *Philosophical Trans. Roy. Soc.*, A **227**, (1928), 317.
(6) Kapitza. — *Proceedings Roy. Soc.*, A **115**, (1927), 658.
(7) Wall. — *Journal Inst. Elect. Eng.*
(8) Vaudet. — *Thèse*, Masson, Paris, 1937.
(9) Chanas. — *Revue Générale Electricité*, **51**, (1942), 419.
(10) Raoult. — *Condensateurs électrolytiques*, Masson, Paris, 1945.
(11) Bruhat et Raoult. — *Journal de Physique*, (1945), **6**.
(12) Ricard. — *Thèse de doctorat*, Lyon, 1943.
(13) P. Lejay et Mme Hermann. — *Journ. de Phys.*, **6**, (1945), 345.
(14) Bruhat-Guinier. — *Revue d'Optique*, **10**, (1933), 396.
(15) Blanc-Lapierre. — *Thèse de Doctorat*, Masson, 1945.
(16) *Tables Internationales de Constantes.*
(17) Bruhat et Pauthenier. — *Journal de Physique*, **6**, (1925), 287.
(18) Chaumont. — *Thèse*, Masson, Paris, 1914.

TABLE DES MATIÈRES

Pages

INTRODUCTION 1

PREMIÈRE PARTIE

Calculs.

I. — Calcul de la décharge. 7

a) Intensité et champ 7
b) Energie dépensée dans la bobine. 10

II. — Etude de la charge. 11

a) Charge en continu 11
b) Charge en alternatif. 15
c) Charge en combiné continu-alternatif 18

III. — Calcul d'une bobine 22

a) Calcul du champ 22
b) Calcul de l'intensité. 25
c) Construction d'une bobine. 26

DEUXIÈME PARTIE

Expériences.

I. — Construction d'un modèle à tension réduite 27

a) Schéma 27
b) Générateur de tops 28
c) Marche d'une expérience 29
d) Mesure du champ 30

II. — Construction d'un montage à haute tension 31

a) Description 31
b) Marche d'une expérience 33
c) Mesure du champ 33
d) Source de lumière 34

Pages

III. — Etude des spectres du mercure en impulsions 35

a) Dispositif expérimental 35
b) Etude des spectres 36
c) Influence de la self-induction du circuit de décharge . 36

IV. — Mesure de la dispersion de la polarisation rotatoire magnétique 39

a) Montage optique 39
b) Méthode de mesure 41
c) Résultats 41
d) Précision des mesures 42
e) Vérification 43
f) Courbe représentative 44

V. — Mesure de la dispersion de la biréfringence magnétique . . 46

a) Montage optique 46
b) Principe des mesures 47
c) Résultats 49
d) Précision des mesures 49
e) Représentation graphique 50

Conclusion 51

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Le Magnétron.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 5 février 1947.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
JEAN CABANNES.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,
G. ROUSSY.

DÉPÔT LÉGAL : 1949, 2e TRIMESTRE, N° D'ORDRE 1013, MASSON ET Cie, ÉDITEURS, PARIS.
BARNÉOUD FRÈRES ET Cie, IMPRIMEURS (31.0566). LAVAL, N° 1068. — 5-1949.